

SÉRIE A, N° 161

N° D'ORDRE :

183

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

PAR

M. Henri JEDRZEJOWSKI

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR LA CHARGE DES RAYONS α ÉMIS
PAR UN GRAMME DE RADIUM PAR SECONDE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Octobre 1927** devant la Commission d'examen.

M^{me} P. CURIE..... *Président.*

MM. JEAN PERRIN.....
A. DEBIERNE..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1927

SÉRIE A, N° 161

N° D'ORDRE :

183

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

PAR

M. Henri JEDRZEJOWSKI

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR LA CHARGE DES RAYONS α ÉMIS
PAR UN GRAMME DE RADIUM PAR SECONDE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 9^{octobre} 1927 devant la Commission d'examen.

M^{me} P. CURIE..... *Président.*

MM. JEAN PERRIN.....
A. DEBIERNE..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1927

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... CH. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

Doyens honoraires.. P. APPELL, M. MOLLIARD

Profess. honoraires.. { P. PUISEUX. H. LEBESGUE.
V. BOUSSINESQ. BIBLIOTHEKA FERNBACH.
A. JOANNIS. A. LEDUC.
H. LE CHATELIER. LEIDEN G. SAGNAC.

	E. PICARD.....	Analyse supér. et algèbre supérieure.
	G. KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale.
	E. GOURSAT.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
	P. JANET.....	Electrotechnique générale.
	F. WALLERANT...	Minéralogie.
	H. ANDOYER.....	Astronomie.
	P. PAINLEVÉ.....	Mécanique anal. et mécanique céleste.
	E. HAUG.....	Géologie.
	GABRIEL BERTRAND	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité.
	M. CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés)
	C. CHABRIE.....	Chimie appliquée.
	G. URBAIN.....	Chimie minérale.
	EMILE BOREL.....	Calcul des probabilités et phys. mathém.
	L. MARCHIS.....	Aviation.
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
	RÉMY PERRIER....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	H. ABRAHAM.....	Physique.
	M. MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
<i>Professeurs</i>	E. CARTAN.....	Géométrie supérieure.
	L. LAPICQUE.....	Physiologie générale.
	E. VESSIOT.....	Théorie des groupes et calc. des variat.
	A. COTTON.....	Physique générale.
	J. DRACH.....	Application de l'analyse à la géométrie.
	CHARLES FABRY....	Physique.
	CHARLES PÉREZ....	Zoologie.
	LÉON BERTRAND...	Géologie appliquée et géolog. régionale.
	R. LESPIEAU.....	Théories chimiques.
	E. RABAUD.....	Biologie expérimentale.
	P. PORTIER.....	Physiologie comparée.
	E. BLAISE.....	Chimie organique.
	P.-A. DANGEARD...	Botanique.
	P. MONTEL.....	Mécanique rationnelle.
	P. WINTREBERT...	Anatomie et histologie comparées.
	O. DUBOSCQ.....	Biologie maritime.
	G. JULIA.....	Mathématiques générales.
	A. JOB.....	Chimie générale.
	A. MAILHE.....	Etude des combustibles.
	L. LUTAUD.....	Géographie physique.
	EUGÈNE BLOCH....	Physique théorique et phys. céleste.
	E. HÉROUARD....	Zoologie.
	E. PECHARD....	Chimie (Ens. P. C. N.).
	V. AUGER.....	Chimie analytique.
	M. GUICHARD....	Chimie minérale.
	A. GUILLET.....	Physique.
	C. MAUGUIN....	Minéralogie.
	L. BLARINGHEM...	Botanique.
	A. MICHEL-LÉVY...	Pétrographie.
	A. DEREIMS....	Géologie.
	R. DONGIER....	Physique du globe.
	A. DENJOY.....	Calcul diff. et int.
	H. BENARD.....	Physique (P.C.N.).
	E. DARMOIS.....	Physique.
	G. BRUHAT.....	Physique.
	H. MOUTON.....	Chimie physique.
	L. JOLEAUD.....	Paléontologie.
	M. JAVILLIER....	Chimie biologique.
	A. DUFOUR.....	Physique (P.C.N.).
	F. PICARD.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
	ROBERT-LÉVY....	Zoologie.
	L. DUNOYER.....	Optique appliquée.
	A. GUILLIERMOND.	Botanique (P.C.N.).
	A. DEBIERNE.....	Radioactivité.

Secrétaire..... DANIEL TOMBECK.

A MADAME MARIE CURIE

*témoignage
de reconnaissance et de respectueux attachement.*



Digitized by the Internet Archive
in 2026

A MA MERE

A MA FEMME

RECHERCHES SUR LA CHARGE DES RAYONS α ÉMIS PAR UN GRAMME DE RADIUM PAR SECONDE

Par HENRI JEDRZEJOWSKI.

AVANT-PROPOS

Le travail présent a été fait au Laboratoire Curie de l'Institut du Radium de Paris.

Je saisis avec plaisir l'occasion de pouvoir exprimer à Mme P. Curie ma profonde reconnaissance pour la grande bienveillance avec laquelle elle m'accueillit dans son laboratoire, pour les conseils et les encouragements par lesquels elle m'a guidé au cours de mes recherches.

La réalisation de ce travail a été rendue possible grâce aux ressources matérielles qui m'ont été fournies par la Fondation Curie-Carnegie, à laquelle j'adresse ici l'expression de toute ma gratitude.

Je remercie également avec le plus vif plaisir M. Stanislas Michalski, le Directeur du Département des Sciences du Ministère de l'Instruction Publique de Pologne, pour l'aide qu'il m'a accordée sur les fonds qui sont à sa disposition.

Je remercie M. Holweck pour ses conseils qui m'ont été très utiles, et Mlle Galabert, chargée du service de mesures de l'Institut du Radium, pour la grande amabilité avec laquelle elle a bien voulu effectuer les mesures des ampoules d'émanation que j'utilisais pour mes expériences.

INTRODUCTION

Depuis les dernières années du xix^{e} siècle les travaux de H. Becquerel, de Mme et M. Curie et de leurs continuateurs ont enrichi la chimie et la physique de la connaissance d'un grand nombre d'éléments nouveaux. Grâce aux remarquables propriétés de ces éléments qui donnent lieu à une émission spontanée de rayonnements de diverses natures, le champ d'action de la physique s'agrandit. La pensée scientifique a trouvé dans les phénomènes de la radioactivité un levier puissant, qui a une large part dans le développement rapide de la physique contemporaine.

On sait que les éléments radioactifs émettent trois espèces de rayons : α , β et γ . Les travaux de H. Becquerel (1), Meyer et Schweidler (2) et un travail fondamental de Rutherford (3) sur la déviation des rayons α et β dans le champ magnétique ont établi que les rayons α et β ont un caractère corpusculaire. Ce sont des particules chargées d'électricité positive : rayons α , ou négative : rayons β . La nature des rayons γ a été reconnue un peu plus tard. A l'heure présente nous savons que ces rayons sont une radiation électromagnétique comme les rayons X et la lumière ; on a même pu obtenir la diffraction des rayons γ de fréquence modérée, par la méthode classique de Laue d'analyse à l'aide des cristaux.

De nombreux auteurs ont étudié les propriétés des rayons émis au cours des transformations radioactives. Bientôt on a mis en évidence que le rayonnement de chaque espèce n'est nullement uniforme, qu'un même élément radioactif, au cours de sa transformation, peut émettre tout un spectre de rayons β de vitesses différentes. L'étude de la déviation de ces rayons dans le champ magnétique, à l'aide des méthodes d'enregistrement photographique, a permis de pénétrer dans

la structure interne des atomes, la théorie du quanta étant devenue pour les physiciens un guide sûr dans ce domaine. L'étude de l'absorption des rayons γ par la matière a montré l'existence de plusieurs groupes des rayons plus ou moins pénétrants et la méthode du spectre des rayons β secondaires a permis de décomposer ces groupes en un spectre analogue au spectre des rayons β .

Parmi les trois espèces de rayonnement α , β et γ , les rayons α se présentent sous l'aspect le plus uniforme. Les différences individuelles sont ici le moins poussées, en ce sens qu'un radioélément n'émet qu'un seul groupe de rayons α de vitesse déterminée (1). Pour la limite supérieure de l'écart possible entre les vitesses initiales des rayons α du polonium, Mlle Curie (4) a trouvé récemment 0,3 o/o, on peut donc considérer ces rayons comme pratiquement homogènes. Les différences individuelles qu'on peut observer dans le comportement des rayons α émis par un élément défini comme par exemple, les petites variations des parcours, ou gains et pertes de la charge électrique à la fin du parcours, mis en évidence par les remarquables expériences de Henderson (5) et Rutherford (6) sont plutôt de nature secondaire. C'est-à-dire qu'elles proviennent de « l'histoire » de divers accidents subis, hors d'atome radioactif, par une particule α lors des rencontres multiples avec les molécules de la matière. Ces différences ne sont pas liées au processus de la destruction radioactive proprement dit.

Malgré cette plus grande simplicité il existe encore beaucoup de problèmes s'attachant à l'émission des rayons α qui ne sont résolus qu'avec une précision très relative. Tel est le cas du nombre N des particules α émises par 1 g. de radium par seconde. L'étude de cette question sera l'objet du présent travail.

(1) Je fais abstraction des rayons α dit « de long parcours » dont l'émission a été signalée dans des travaux récents mais qu'on observe seulement en très petit nombre.

CHAPITRE I

Historique des recherches sur le nombre des rayons α émis par 1 g. de Ra par seconde.

Le nombre des rayons α émis au cours de la destruction radioactive est une donnée importante de la radioactivité. La connaissance exacte de ce nombre permet par exemple de calculer l'énergie dégagée par 1 g. de radium sous forme d'énergie cinétique des particules α , ainsi que la quantité d'hélium libérée au cours de la destruction radioactive. Pour souligner l'importance de la question, indiquons encore, que l'évaluation de la constante de désintégration du radium est basée sur ce nombre, ainsi que la solution de multiples problèmes, tels que la mesure de la charge d'une particule α , celle du nombre d'ions produits le long de son parcours, etc.

Dès les débuts des recherches sur la radioactivité, aussitôt que la nature des rayons α a été précisée par la méthode de déviation magnétique, les physiciens ont tenté des expériences, ayant pour objet la détermination directe de la charge électrique des rayons α .

Les premières tentatives de Rutherford (7) ont échoué, aucune trace de charge positive n'a été trouvée. Ensuite J. J. Thompson (8), J. Strutt (9) et E. Rutherford ont montré presque simultanément, que l'insuccès ci-dessus signalé était dû à une émission d'électrons lents qui neutralisaient la charge positive des rayons α . E. Rutherford (10) a appliqué un champ magnétique pour dévier les électrons et en recueillant dans le vide les rayons α sur une électrode, a pu donner un premier nombre caractérisant la quantité de charge émise

sous la forme des rayons α par 1 g. de Ra par seconde. Ce nombre $\mathcal{L}$ était égal à 21,1 u. e. s. ce qui correspond, en prenant pour la charge élémentaire le chiffre de Millikan $e = 4,774 \times 10^{-10}$ u. e. s., au nombre de particules α émises par seconde $\mathcal{N} = 2,21 \times 10^{10}$, d'après la relation :

$$\mathcal{L} = 2e\mathcal{N}.$$

La source du rayonnement α utilisée par Rutherford dans ce travail était un disque de métal portant une couche très mince de sel de radium.

L'importance de ce nombre $\mathcal{N}$ étant évidente, plusieurs travaux ont succédé à ces premières tentatives de Rutherford. D'une façon générale on peut diviser tous ces travaux en deux grands groupes, soit :

1° Les déterminations par voie indirecte, comme par exemple le travail de Rutherford cité plus haut ;

2° Les déterminations par voie directe, c'est-à-dire par numération simple des particules α émises dans un angle solide connu, par une source de rayonnement α d'intensité connue.

A. — Les méthodes indirectes.

Puisque le nombre $\mathcal{N}$ intervient dans plusieurs phénomènes de la radioactivité, il existe par là-même une série de méthodes qui permettent de le déterminer.

1° *Mesure de la charge des rayons α .* — Cette méthode qui a été employée dans les premières expériences de Rutherford consiste à recouvrir la charge des rayons α sur une électrode ; on obtient le $\mathcal{N}$ en divisant la valeur de la charge mesurée par le double de la charge élémentaire. L'exactitude des résultats fournis par cette méthode dépend des conditions essentielles suivantes :

1° L'angle solide du faisceau des rayons α utilisés doit être déterminé avec le plus grand soin ;

2° Les rayons β et les électrons lents doivent être déviés par un champ magnétique de puissance suffisante ;

3° La source du rayonnement ainsi que l'électrode réceptrice des particules α doivent être placées dans un bon vide, afin de réduire le plus possible le courant d'ionisation ;

4°. La source doit être préparée de manière qu'aucune absorption nuisible du faisceau utilisé ne soit à craindre ;

5° Afin d'éviter la contamination de l'appareil et la réception par l'électrode d'une charge supplémentaire, il faut couvrir la source d'un écran transparent pour les rayons α , mais arrêtant les atomes projetés par recul radioactif.

A côté du travail préliminaire de Rutherford on trouve encore dans la bibliographie de la question les deux travaux suivants sur la détermination de la charge des rayons α émis par 1 g. de radium : l'étude de E. Rutherford et H. Geiger (11) parue en 1908 et celle de J. Danysz et W. Duane (12) de l'année 1912.

La méthode de E. Rutherford et H. Geiger était analogue à celle du premier travail, avec certaines différences cependant. L'angle solide utilisé n'était plus égal à 2π comme dans le travail de Rutherford. La source formée par le dépôt actif du radium était préparée en exposant à l'action de l'émanation du radium le fond d'une capsule de verre. Après la fin de l'activation la source était placée dans l'appareil de mesures à environ 3,5 cm. de distance de l'électrode réceptrice. L'angle solide du faisceau utilisé était déterminé par une méthode descriptive, en divisant le fond de la capsule activée en anneaux et en prenant la moyenne des angles définis pour chaque anneau. Le vide n'ayant pas été poussé jusqu'à la disparition complète du courant d'ionisation on avait fait des mesures consécutives en établissant un champ électrique entre le diaphragme qui limitait le faisceau, et l'électrode réceptrice. Soit i_1 le courant mesuré quand le diaphragme est chargé au potentiel $+V$ volts, et soit i_2 le courant obtenu quand il est chargé à $-2V$ volts. Le courant i_0 de la

charge des rayons α reçus par l'électrode réceptrice est évidemment :

$$i = \frac{i_1 + i_2}{2}$$

En mesurant en même temps l'activité de la source par son rayonnement γ , les auteurs ont pu calculé le courant $\mathfrak{I}_0$ qui correspond à la charge émise pour 1 gr. de radium par seconde. Ils ont trouvé la charge $\mathcal{E} = 31,6$ u. e. s. Quelque temps après, Rutherford (13) a publié une note rectificative dans laquelle le nombre $\mathcal{E}$ a été porté à $\mathcal{E} = 33,2$ u. e. s. par suite d'une correction d'environ 5 o/o sur la valeur de l'étalon de radium utilisé dans ce travail. En prenant $e = 4,774 \times 10^{-10}$ u. e. s. on obtient le nombre des particules α émises par 1 g. de Ra par seconde :

$$\mathfrak{N} = 3,48 \times 10^{10}.$$

Le phénomène de recul radioactif n'ayant pas encore été étudié à cette époque aucune mesure de protection n'avait été prise à ce sujet dans le travail de Rutherford et Geiger.

J. Danysz et W. Duane (12) ont employé un appareil semblable à celui de Rutherford et Geiger. L'angle solide était cependant défini de manière plus simple puisque les auteurs ont utilisé comme source de rayonnement une petite sphère de verre très mince contenant l'émanation du radium et du mercure. L'émanation était refoulée par le mercure à la partie supérieure de la sphère dans un espace ayant la forme d'une lentille biconvexe d'environ 1 mm. de diamètre. En conséquence ces auteurs ont pu considérer les rayons α comme partant d'un point.

Les atomes projetés par recul radioactif étaient arrêtés dans cette expérience par la paroi de verre de la sphère. Comme précédemment le champ magnétique a servi à dévier les rayons β et δ . Les auteurs ont obtenu pour la charge des rayons α émis par un curie d'émanation en équilibre avec le dépôt actif à évolution rapide le nombre $3\mathcal{E} = 90,8$ u. e. s.

La charge émise par 1 gr. de Ra par l'intermédiaire de rayons α est donc $\mathcal{E} = 30,26$ u. e. s. ce qui correspond au nombre de particules α : $\mathfrak{N} = 3,17 \times 10^{10}$. Ce résultat diffère du nombre de Rutherford et Geiger d'environ 9 o/o.

Il est probable, que le nombre plus petit de Danysz et Duane peut être expliqué par la méthode de préparation de la source active. L'émanation étant en contact avec le mercure, le dépôt actif peut se dissoudre en partie dans le mercure et les rayons α émis par les atomes dissous restent absorbés dans la sphère. De plus il est possible que pendant le remplissage de la sphère des bulles microscopiques d'émanation restent emprisonnées dans le mercure. Comme dans le cas précédent il résulte de là une diminution du nombre des rayons α capturés par l'électrode réceptrice.

Il est vrai que les auteurs ont fait une expérience de vérification en faisant une mesure avec une source préparée sans mercure, l'émanation occupant tout le volume de la sphère ; ils n'ont pas trouvé de différence appréciable entre la charge déterminée en présence ou en absence de mercure. Les données contenues dans la thèse de J. Danysz ne suffisent pas pour se former une idée précise à ce sujet ; néanmoins il reste probable, que la concordance indiquée est fortuite. L'examen des conditions géométriques du passage des rayons α au travers de la paroi de la sphère même très mince, montre que par l'effet de l'obliquité une partie notable des rayons α peut rester absorbée dans le verre.

2° *Mesures du volume d'un curie de radon.* — Si la destruction d'un atome de radon est accompagnée de l'émission d'une seule particule α le nombre $\mathfrak{N}$ des particules α émises par 1 g. de radium par sec. représente aussi le nombre des atomes de radon qui se transforment par seconde en RaA à partir d'un curie de radon. Désignons par A le nombre des atomes contenus dans un curie de radon et par λ la constante radioactive de ce corps ; nous aurons :

$$\mathfrak{N} = \lambda A.$$

Le volume d'un curie a été déterminé par Rutherford (14), Debierne (15) et Ramsay et Gray (16). La moyenne de ces déterminations est $0,6 \text{ mm}^3$. En prenant pour la constante d'Avogadro $6,05 \cdot 10^{23}$ et $\lambda = 2,091 \cdot 10^{-6} \text{ sec.}^{-1}$ on obtient $\mathfrak{N} = 3,4 \cdot 10^{10}$ en bon accord avec le nombre trouvé par Rutherford et Geiger (11). Il faut remarquer que par cette méthode on ne peut pas espérer obtenir un chiffre exact, la purification complète du radon étant une tâche difficile.

3° *Mesures de la quantité d'hélium dégagée par 1 g. de Ra.* — Cette méthode, comme la précédente et pour les mêmes causes, ne peut donner des résultats exacts. J. Dewar (17) a trouvé 169 mm^3 d'hélium dégagés par an et par gramme de radium. Boltwood et Rutherford (18) ont trouvé 164 mm^3 . La moyenne de ces deux déterminations est $166,5 \text{ mm}^3$ ce qui correspond au nombre $\mathfrak{N} = 3,56 \cdot 10^{10}$.

4° *Mesures de la chaleur dégagée par 1 g. de Ra.* — La calorimétrie pouvant se prêter aux mesures de grande précision, la mesure du dégagement de la chaleur est fréquemment considérée comme le meilleur moyen de vérification du nombre $\mathfrak{N}$. Le calcul dans le cas du radium est conduit de la façon suivante :

On voit, d'après les expériences très soignées de V. F. Hess (19) que la quantité de chaleur dégagée par 1 g. de radium exempt de produits de sa désintégration, par heure est égal à $25,2 \text{ cal./heure} = 2,993 \cdot 10^5 \text{ erg/sec.}$ Supposons, un peu arbitrairement que le dégagement de la chaleur est dû uniquement à l'énergie cinétique des rayons α et du recul radioactif.

L'énergie libérée au cours de la désintégration d'un atome de radium sera :

$$E = \frac{1}{2} m v^2 \left(1 + \frac{m}{\mathfrak{N}} \right)$$

ou v est la vitesse d'émission des rayons α , m leur masse

et $\mathfrak{M}$ la masse des atomes de recul. L'énergie dégagée par 1 g. de radium par seconde sera donc :

$$\frac{1}{2} \mathfrak{K} m v^2 \left(1 + \frac{m}{\mathfrak{M}} \right) = 2,933 \cdot 10^5 \text{ erg/sec.}$$

Prenons pour la vitesse initiale des rayons α du radium $1,51 \cdot 10^9$ cm./sec., nombre calculé en partant de la vitesse des rayons α du Ra C déterminée expérimentalement par Rutherford et Robinson (20) et de la relation entre le parcours et la vitesse donnée par H. Geiger :

$$v^3 = ar.$$

Les masses $\mathfrak{M}$ et m étant connues, on calcule le nombre $\mathfrak{K}$ facilement et on obtient :

$$\mathfrak{K} = 3,78 \cdot 10^{10}.$$

Le nombre obtenu ici est notablement supérieur aux nombres précédents. Nous verrons plus tard, dans le chapitre de ce travail consacré à la discussion de mes résultats qu'il existe depuis un certain temps une nouvelle manière d'interpréter la quantité de chaleur obtenue expérimentalement, permettant de rendre compte de la chaleur trouvée en partant d'un nombre $\mathfrak{K}$ inférieur.

5° *Etude de la formation du radium à partir de l'ionium.* — Le nombre $\mathfrak{K}$, la constante λ et le nombre A d'atomes de radium contenus dans 1 g. de cet élément sont liés par la relation :

$$\mathfrak{K} = \lambda A.$$

Le nombre A est connu ; on pourra donc calculer $\mathfrak{K}$ en déterminant la constante λ par un moyen quelconque indépendant de ce nombre.

L'étude de la formation du radium à partir de l'ionium permet de déterminer la vie moyenne du radium et la constante λ . Plusieurs auteurs ont fait des recherches sur ce sujet. Boltwood (21) a trouvé la vie moyenne $\tau = 2800$ ans

donc $\lambda = 1,13 \cdot 10^{-11} \text{ sec.}^{-1}$; en prenant pour le nombre d'atomes dans 1 g. de Ra A $= 2,68 \cdot 10^{21}$ on obtient $\mathcal{N} = 3,02 \cdot 10^{10}$. B. Keetmann (22) donne $\tau = 2600$ ans, $\lambda = 1,21 \cdot 10^{-11} \text{ sec.}^{-1}$ ce qui correspond au nombre $\mathcal{N} = 3,25 \cdot 10^{10}$; Meyer et Schweidler (23) ont obtenu $\tau = 2500$ ans et $\lambda = 1,26 \cdot 10^{-11} \text{ sec.}^{-1}$, $\mathcal{N} = 3,38 \cdot 10^{10}$. E. Gleditsch (24) dans ses premières expériences a obtenu τ compris entre 2370 et 2650 ans ce qui correspond à la constante λ entre les limites $1,33 - 1,19 \cdot 10^{-11} \text{ sec.}^{-1}$; les nombres $\mathcal{N}$ correspondants sont $3,59$ et $3,19 \cdot 10^{10}$. Dans ses travaux plus récents le même auteur a donné pour la vie moyenne du radium les limites 2370 et 2430 ans, d'où la constante λ $1,33 - 1,30 \cdot 10^{-11} \text{ sec.}^{-1}$ et pour $\mathcal{N}$ $3,56$ à $3,48 \cdot 10^{10}$. R. W. Lawson et St-Meyer (25) utilisant une méthode de numération à l'aide de l'ionisation par choc ont obtenu $\tau = 2500$ ans, $\lambda = 1,26 \cdot 10^{-11} \text{ sec.}^{-1}$ et $\mathcal{N} = 3,38 \cdot 10^{10}$.

Nous voyons que les déterminations plus récentes de la vie moyenne du radium τ conduisent à des nombres répartis autour de la valeur $\mathcal{N} = 3,5 \cdot 10^{10}$.

6° *Méthode d'équilibre radioactif.* — Pour compléter cet aperçu de méthodes indirectes pouvant conduire à la détermination du nombre $\mathcal{N}$ notons encore, qu'on peut arriver à trouver la vie moyenne du radium, et par là $\mathcal{N}$ en partant de la condition d'équilibre radioactif :

$$A_1 \lambda_1 = A_2 \lambda_2 = A_3 \lambda_3 \dots$$

Le corps qui pratiquement peut servir à cette fin est l'uranium. Mais, pour obtenir un nombre $\mathcal{N}$ exact il faut connaître avec précision la vie moyenne de l'uranium et le rapport Ra : Ur, dans les conditions d'équilibre radioactif. Comme on le sait, ces deux quantités ne sont pas encore connues avec une très grande précision.

Si on prend $\tau_{\text{Ur}} = 7,2 \cdot 10^9$ ans et Ra : Ur $= 3,4 \cdot 10^{-7}$ le nombre cherché sera :

$$\mathcal{N} = 3,6 \cdot 10^{10}.$$

B. — Les méthodes utilisant la numération directe.

La bibliographie de la question comprend jusqu'ici quatre travaux qui donnent le nombre de particules α émises par seconde par 1 g. Ra par la numération directe. Ces travaux ont été exécutés par des méthodes différentes. En effet on peut énumérer aujourd'hui quatre ou même cinq procédés de numération directe, par l'emploi :

- 1^o De l'ionisation par choc ;
- 2^o Des scintillations ;
- 3^o De la chambre à pointe de Geiger ;
- 4^o De la photographie ;
- 5^o De l'amplification par les lampes à trois électrodes.

Pour l'exécution pratique les trois premières méthodes conviennent seules. La méthode photographique s'adapte plutôt aux démonstrations qualitatives de l'action des rayons α sur la pellicule photographique ; jusqu'ici elle n'a pas été employée pour les expériences quantitatives. La cinquième méthode est en voie d'élaboration ; il est possible que, mise au point, elle puisse rendre de grands services. H. Greina-cher (26) au cours de l'année 1926 a publié une description de cette méthode permettant de compter les particules α et β , mais les expériences en vue d'obtenir le nombre $\mathfrak{N}$ n'ont pas encore été faites par ce moyen.

1^o *La méthode de l'ionisation par choc.* — Au point de vue historique la méthode de l'ionisation par choc est la plus ancienne. Elle consiste à rendre accessible à l'observation l'effet d'une seule particule α en multipliant l'ionisation produite par celle-ci. Pour cela on fait passer la particule α entre deux électrodes entre lesquelles on établit une différence de potentiel élevée ; les ions produits par la particule α accélérés par le champ électrique choquent les molécules de gaz et font naître de nouveaux ions. De cette manière on peut multiplier l'ionisation due à un rayon α . Le degré de multiplication dépend de la distance entre les électrodes,

de la différence du potentiel, de la pression et de la nature du gaz entre les électrodes. Des deux électrodes l'une est maintenue à un potentiel fixe, l'autre est reliée à un électromètre de faible inertie, qui permet d'enregistrer les arrivées de la charge. La même électrode est reliée au sol par une grande résistance, afin de mettre l'électromètre en état de revenir au zéro pour enregistrer les déviations successives.

Le premier travail sur la numération directe des particules α a été fait par Rutherford et Geiger (27) au moyen de cette méthode. Les auteurs ont utilisé une chambre cylindrique de 1,7 cm. de diamètre et 20 cm. de longueur. Le long de l'axe de la chambre on avait placé un fil isolé relié à une paire de quadrants d'un électromètre; la chambre était reliée au pôle négatif d'une batterie d'accumulateurs, dont l'autre pôle était relié au sol. Un diaphragme placé excentriquement laissait passer, dans la direction de l'axe du cylindre, les rayons α émis par une source d'intensité connue. A l'intérieur de la chambre on maintenait une pression de 2-5 cm. de mercure, afin d'assurer un parcours libre convenable aux molécules ionisées.

Avant d'arriver au diaphragme les rayons α avaient à parcourir une distance connue de 150 à 350 cm. à l'intérieur d'un tube de verre, dans un bon vide. L'angle solide du faisceau utilisé étant déterminé par la distance de la source au diaphragme et par la surface du diaphragme, la numération des déviations de l'électromètre a permis de déterminer le nombre $\mathfrak{N}$. Nous ne parlerons pas ici d'une série de précautions spéciales prises pour éviter une augmentation erronée du nombre $\mathfrak{N}$ par la réflexion des particules α sur les parois du tube, etc.

Le résultat définitif obtenu par Rutherford et Geiger était $\mathfrak{N} = 3,4 \cdot 10^{10}$. Quelques années plus tard après la comparaison de son étalon de radium avec l'étalon international, Rutherford (13) a rectifié ce nombre et donné le nombre définitif :

$$\mathfrak{N} = 3,57 \cdot 10^{10}.$$

Dix ans plus tard en 1918, V. F. Hess et R. W. Lawson (28) ont repris la détermination du nombre $\mathcal{N}$ par une méthode analogue à celle de Rutherford et Geiger. La chambre de multiplication utilisée par ces auteurs diffère en certains points de celle de Rutherford et Geiger ; elle est de la forme demi-sphérique. Cette chambre d'ionisation était remplie pendant les mesures définitives par un mélange de 54 o/o d'acide carbonique et de 46 o/o d'air. Pour enregistrer les arrivées de la charge signalant le passage des rayons α on avait utilisé un électromètre à corde qui présente sur l'électromètre à quadrants l'avantage d'une plus petite inertie. Les résultats qu'ont obtenus ces auteurs diffèrent notablement de ceux de Rutherford et Geiger. Le nombre définitif de Hess et Lawson est :

$$\mathcal{N} = 3,72 \cdot 10^{10}.$$

2° *La méthode de scintillation.* — Dans cette méthode on remplace la chambre d'ionisation par un écran de sulfure de zinc et l'électromètre par un microscope. On compte le nombre de scintillations produites lorsqu'un faisceau de particules α passant par un diaphragme tombe sur l'écran.

Les principales difficultés à vaincre dans l'application de cette méthode sont le manque d'uniformité de l'écran et la fatigue physiologique de l'œil de l'observateur. Au cours de l'année 1924, H. Geiger et A. Werner (29) ont publié la description d'un travail sur la numération des particules α par la méthode de scintillation. Les auteurs ont pris le plus grand soin afin de diminuer les causes des erreurs signalées plus haut. Les écrans de sulfure de zinc ont été préparés au moyen d'une poudre de sulfure particulièrement fine. Les auteurs ont examiné les grains de cette poudre au point de vue de la sensibilité au choc des rayons α et ont trouvé que l'erreur provenant de cette source ne doit pas dépasser 0,4 o/o. L'influence des erreurs personnelles d'observation a été diminuée grâce à une façon spéciale d'effectuer les enregistrements et le calcul. Le résultat définitif donné par ces auteurs est

$\mathfrak{N} = 3,4.10^{10}$ particules α émises par 1 g. Ra par seconde.

Signalons encore que Hess et Lawson (30) ont publié ensuite une critique de l'expérience de Geiger et Werner et ont attaqué presque tous les points de ce travail en répondant à certains doutes soulevés par ces auteurs à propos du nombre élevé de Lawson et Hess.

Ainsi donc, après ces travaux la question du nombre $\mathfrak{N}$ n'était pas définitivement éclairci et de nouvelles expériences étaient à souhaiter.

3° *La méthode de la chambre à pointe.* — Pendant la même année 1924 H. Geiger et A. Werner (31) ont publié la seconde partie de leurs expériences, apportant une vérification du nombre $\mathfrak{N}$ par la méthode de la chambre à pointe, qui a été décrite par H. Geiger (32) au cours de l'année 1913. Depuis cet appareil a été utilisé par de nombreux auteurs pour compter les rayons α , β ou γ . Le principe de fonctionnement est le suivant : les rayons α entrent au travers d'un diaphragme dans une chambre d'ionisation cylindrique dont la paroi est portée à un potentiel élevé. Vis-à-vis du diaphragme, le long de l'axe de la chambre on place axialement une pointe aigüe reliée à l'électromètre (comme l'électrode centrale dans le cas de la méthode d'ionisation par choc) et isolée du cylindre extérieur. Le passage d'un rayon α à proximité de la pointe provoque entre la pointe et la paroi de la chambre une décharge brusque enregistrée par l'électromètre. La chambre à pointe est un appareil délicat et plusieurs précautions spéciales doivent être prises pour en assurer le fonctionnement normal. Des soins particuliers doivent être apportés à la préparation de l'aiguille centrale.

Les résultats obtenus par cette méthode ont confirmé le nombre $\mathfrak{N}$ résultant des mesures par scintillations. Le nombre nouveau est : $\mathfrak{N} = 3,48.10^{10}$.

Les critiques soulevées par Hess et Lawson contre la méthode de scintillation ne s'appliquent pas à cette autre méthode si différente. La divergence entre les résultats de

Hess et Lawson et ceux de Geiger et Werner restent donc à expliquer.

C. — Résumé.

Afin de faciliter l'aperçu de l'état de la question j'ai rassemblé dans le tableau I tous les résultats obtenus jusqu'ici pour le nombre $\mathfrak{N}$.

Comme on le voit, deux valeurs de $\mathfrak{N}$ dépassent notablement les autres, c'est le nombre obtenu par Hess et Lawson et celui calculé d'après la chaleur dégagée par le radium.

A titre de curiosité seulement calculons la moyenne de toutes ces données en laissant de côté la première valeur de Rutherford obtenue en 1905 et exacte seulement comme l'ordre de grandeur. La moyenne des 18 nombres est $\mathfrak{N} = 3,43 \cdot 10^{10}$.

Sans attacher une grande importance au nombre ainsi obtenu on peut l'utiliser comme une indication générale.

Il semble que la question à résoudre se réduit surtout au choix entre deux nombres : celui de Hess et Lawson $\mathfrak{N} = 3,72 \cdot 10^{10}$ et celui de Rutherford et Geiger, Geiger et Werner $\mathfrak{N} = 3,48 \cdot 10^{10}$.

L'écart entre ces deux chiffres est d'environ 7 o/o ce qui est loin d'être négligeable.

En tenant compte de l'état de choses que j'ai exposé plus haut, Mme Curie m'a confié la réalisation de l'expérience sur la mesure de la charge des rayons α émis par 1 g. de radium par seconde.

En effet il paraissait très nécessaire de pouvoir soutenir l'un ou l'autre chiffre par des mesures nouvelles faites à l'aide d'une méthode basée sur un autre principe et par là exempte de causes d'erreur qui interviennent dans la numération directe.

Dans les chapitres suivants je décrirai le dispositif expérimental, les méthodes de calcul et finalement les résultats que j'ai obtenus au cours de mon travail sur ce sujet.

TABLEAU I

N ^{os}	Noms des auteurs	Année de parution	Méthode employée	$N \times 10^{-10}$
<i>1^{re} Méthodes indirectes</i>				
1	E. Rutherford ⁽¹⁰⁾ . . .	1905	par la charge des rayons α .	2,21
2	E. Rutherford et H. Geige ⁽¹¹⁾ . . .	1908	»	3,48
3	J. Danysz et W. Duane ⁽¹²⁾ . . .	1912	»	3,17
4	Rutherford ⁽¹⁴⁾ , Debierne ⁽¹⁵⁾ , Ramsay et Gray ⁽¹⁶⁾ . . .	1908-1909	par le volume d'émanation.	3,40
5	J. Dewar ⁽¹⁷⁾ et Boltwood et Rutherford ⁽¹⁸⁾ . . .	1910-1911	par le volume d'hélium dégagé.	3,56
6	V. F. Hess ⁽¹⁹⁾ . . .	1912	par le dégagement de chaleur du radium (ancienne méthode de calcul).	3,78
7	Bolwod ⁽²¹⁾ . . .	1908	par la formation du Ra à partir d'Io.	3,02
8	B. Keelman ⁽²²⁾ . . .	1909	»	3,25
9	Meyer et Schweidler ⁽²³⁾ . . .	1913	»	3,38
10	E. Gleditsch ⁽²⁴⁾ . . .	1916	»	3,19-3,56
11	E. Gleditsch ⁽²¹⁾ . . .	1919	»	3,48-3,56
12	R. W. Lawson et St. Meyer ⁽²⁵⁾ . . .	1916	»	3,38
13	—	—	par l'équilibre avec l'uranium.	3,6
<i>2^{re} Méthodes directes</i>				
14	E. Rutherford et H. Geiger ⁽²⁷⁾ . . .	1908	méthode de l'ionisation par choc.	3,57
15	V. F. Hess et R. W. Lawson ⁽²⁵⁾ . . .	1918	»	3,72
16	H. Geiger et A. Werner ⁽²⁹⁾ . . .	1924	méthode de scintillation.	3,40
17	H. Geiger et A. Werner ⁽³¹⁾ . . .	1924	méthode de la chambre à pointe.	3,48

CHAPITRE II

Préparation des sources.

Une des conditions fondamentales pour obtenir des résultats exacts dans la mesure de la charge des rayons α est, avec une intensité suffisante de la source, la détermination précise de l'angle solide du faisceau des rayons α utilisé. Trois grandeurs interviennent dans l'évaluation de l'angle solide : 1° le diamètre du diaphragme ; 2° la distance entre la source et le diaphragme ; 3° la forme et les dimensions de la source elle-même. Dans le chapitre présent j'étudierai la troisième condition, c'est-à-dire la méthode de préparation des sources intenses de petites dimensions.

1° *Le choix de la matière radiante.* — Avant de passer à la description de la préparation de la source proprement dite, il faut dire quelques mots sur le choix de la matière radioactive émettant les rayons α . Dans la famille radioactive : Uranium-radium on trouve huit éléments émettant les rayons α . Ce sont :

U_{rl} , U_r II, Io, Ra, RaEm, RaA, RaC et Po.

Pour déterminer la charge des rayons α émis par 1 g. de radium il suffit de mesurer la charge émise par une quantité d'un de ces éléments définie par rapport à la quantité de radium avec laquelle il est en état d'équilibre radioactif.

La condition d'équilibre radioactif est donnée par la relation :

$$\lambda_1 A_1 = \lambda_2 A_2 = \lambda_3 A_3 = \dots$$

ou λ_1, λ_2 , etc., sont les constantes de désintégration et A_1, A_2 , etc., les nombres des atomes présents de chaque élément. Autrement dit, dans l'état d'équilibre radioactif les nombres d'atomes détruits dans le même temps et ceux des rayons α émis sont égaux pour tous les éléments. Ainsi pour avoir un rayonnement α d'intensité convenable pour des mesures précises il faut une quantité A extrêmement grande de Ur I, Ur II et Io qui ont des constantes λ très petites. Mais si l'élément émetteur est utilisé en couche épaisse les rayons α sont absorbés en partie et aucun chiffre exact ne pourra être obtenu. Ces éléments sont donc exclus au point de vue de ce travail.

Avec le radium les conditions sont meilleures, mais il est difficile quand même d'obtenir des couches suffisamment minces pour que l'absorption ne soit pas à craindre, d'autant plus que l'on peut employer le radium à l'état de sel seulement. Il existe dans le cas du radium un inconvénient encore plus grand, c'est le dégagement constant de l'émanation, d'où le danger de contamination certaine de l'appareil. A cause du coût élevé du radium, les risques matériels des manipulations sont grands et sans aucun rapport avec les avantages de l'utilisation pour la préparation des sources.

Le dernier membre actif de la famille du radium, le polonium, présente des avantages sérieux par rapport aux éléments discutés plus haut. Sa constante de désintégration est beaucoup plus grande ; comme on le sait, sa période compte environ 139 jours. De plus, il émet seulement des rayons α ⁽¹⁾ ; les conditions des mesures sont donc ici simplifiées. Malheureusement, il est difficile de trouver avec précision la quantité de radium correspondant dans l'état de l'équilibre à une quantité de polonium donnée. On exprime généralement les quantités de polonium en unités électrostatiques du courant d'ionisation saturé produit par le rayonnement d'une couche

(1) Polonium émet aussi un faible rayonnement γ qui est cependant négligeable du point de vue envisagé.

infiniment mince ; le passage de ces unités, à l'expression en grammes de Ra équivalent, se fait par l'intermédiaire de calculs peu précis. Pour le but de ce travail le polonium n'est donc pas un élément qui puisse convenir.

L'émanation du radium serait une source de rayons α très commode, d'abord à cause de sa constante de désintégration, ensuite par le fait que très vite elle atteint l'équilibre avec son dépôt à évolution rapide RaA — RaB — RaC. De ce fait le courant des rayons α devient trois fois plus grand que celui des rayons α de l'émanation seule. Les sources composées par l'émanation furent utilisées par J. Danysz et W. Duane (12), et dans la partie historique de ce travail j'ai indiqué les dangers qui peuvent résulter de l'emploi des sources de ce genre.

Il reste alors RaC et RaC' qu'on peut considérer de notre point de vue comme un élément unique émettant les rayons α , β et γ . La constante de désintégration du RaC est très grande $5,93 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$, donc il suffit de très peu de matière radioactive pour obtenir un courant intense de rayons α . Ensuite l'évaluation de sa quantité en millicuries se fait d'une façon très sûre par l'ionisation due aux rayons γ pénétrants de cet élément.

J'ai donc choisi en définitive le RaC comme source des rayons α .

2° *Méthode de préparation.* — Comme je l'ai dit plus haut la constante de désintégration du RaC est relativement grande. La période de RaC est de 19,7 minutes. Par conséquent l'utilisation des sources du RaC exige de la hâte dans les mesures. Même en partant des quantités notables de RaC on se trouve bientôt dans l'impossibilité de mesurer le courant de charge des rayons α . Si cependant on prépare une source de dépôt actif on a des conditions plus favorables : le nombre d'atomes de RaC présent dans le dépôt actif à la fin de l'activation dans l'émanation, diminue de moitié après une heure environ. On a donc assez de temps pour effectuer avec chaque source une série de plusieurs observations.

Une source de dépôt actif immédiatement après l'éloignement de l'émanation est composée de RaA + RaB + RaC. RaA et RaC émettent des rayons α ; après 40 minutes environ tout le RaA est disparu pratiquement et il reste comme source de rayons α le RaC uniquement.

Ainsi, comme je l'ai dit au commencement de ce chapitre, la nécessité d'avoir un angle solide bien défini, pour le faisceau de rayons α utilisés exige que la source ait de petites dimensions. D'autre part, il est évident que pour des intensités du courant de charge des rayons α relativement grandes on peut espérer déterminer le nombre N avec plus de précision. J'ai donc examiné à ce double point de vue les méthodes de préparation des sources de dépôt actif.

On emploie couramment dans la pratique du laboratoire les deux méthodes suivantes pour préparer les sources intensives :

1° Concentration du dépôt actif dans un champ électrique sur une surface de forme appropriée ;

2° Condensation du radon sur une surface métallique à l'aide de l'air liquide.

J'ai dirigé mon attention d'abord vers la première méthode, la plus ancienne et j'ai fait une série d'essais préliminaires afin de déterminer le rendement de la méthode pour de petites dimensions de la source. La méthode électrique n'ayant pas été utilisée dans mes expériences définitives j'indiquerai ici sommairement les résultats obtenus. Le meilleur essai d'une série d'expériences a donné un rendement de 28 o/o à partir de 38 millicuries de radon. La surface activée avait 1,3 mm. de diamètre. Ce rendement aurait été suffisant, puisqu'au laboratoire Curie j'avais la possibilité de disposer de grandes quantités d'émanation. Mais pendant la préparation de fortes sources de dépôt actif, de l'ordre de 100 millicuries, un autre inconvénient est apparu. L'émanation sous forte concentration attaque très énergiquement la graisse des robinets et celle de la plaque activée, et au bout d'un certain

temps il est difficile d'éviter totalement les fuites d'émanation. En conséquence j'ai abandonné la méthode électrique, dont l'emploi ne m'a paru offrir assez de sécurité.

Ajoutons ici que les expériences sur la préparation des sources par la méthode électrique m'ont permis de confirmer le fait déjà observé par A. Gabler (33) que pour les grandes différences du potentiel, le rendement ne dépend pas du sens du champ. Seule la distribution du vent ionique semble intervenir.

La seconde méthode, celle de condensation dans l'air liquide a été surtout étudiée par Petterson (34) et Ortler (35). Elle consiste à condenser à l'aide de l'air liquide sur une surface métallique l'émanation du radium et à la laisser pendant quelques heures jusqu'à la réalisation de l'équilibre radio-actif. Ensuite on éloigne l'air liquide, l'émanation s'évapore et on retire la source activée de l'atmosphère de l'émanation.

Malheureusement le rendement pour les petites sources n'est pas élevé. Les auteurs indiquent 40 o/o pour une surface de 8 mm. de diamètre et le pourcentage diminue rapidement avec les dimensions de la source. A part cela la méthode exige l'emploi d'air liquide ce qui n'est pas toujours commode dans la pratique du laboratoire.

J'ai donc élaboré une méthode dite de solution qui, tout en donnant un bon rendement ne présente pas les défauts des deux méthodes citées plus haut.

La figure 1 représente l'appareil de verre qui sert à récolter le dépôt actif d'une certaine quantité d'émanation. L'appareil se compose essentiellement de deux parties A et B. La partie A constitue l'activation proprement dite ; la partie B est un dispositif couramment employé dans les appareils contenant des solutions de radium ; elle est destinée à récupérer le radon restant, après une série d'activation (1).

(1) La partie B a été ajoutée sur la proposition de M. FERROUX du Service médical de l'Institut du Radium afin de retirer facilement l'émanation restante pour les buts médicaux.

L'activation s'effectue de la manière suivante : l'émanation retirée de la solution du radium et purifiée par les méthodes habituelles est enfermée dans un tube capillaire de verre d'environ 5 cm. de longueur et de 0,5 mm. de diamètre. On place ce tube capillaire dans la voie du robinet *b*, on met en place le rodage *d* muni du robinet *a*, on soude le bout libre du tube à une pompe à diffusion, et on fait le vide parfait dans tout l'appareil, les robinets *a*, *b* et *c* restant ouverts et le mercure occupant les parties de l'appareil représentées sur la figure en noir. Quand le vide est réalisé, on ferme le robinet *a*, on fait monter le mercure dans la partie B jusqu'au niveau *m*, et en tournant légèrement le robinet *b* on casse le tube capillaire. L'émanation remplit en quelques secondes toute la partie A. Au moyen d'un jeu convenable des robinets situés au centre de l'appareil on fait monter le mercure en refoulant l'émanation jusque dans la boule la plus élevée d'une série de boules *l*, soudées à l'avance, mesurant chacune 20 à 30 mm. de volume. On ferme le robinet *c*, au moment où le mercure le dépasse de quelques millimètres. Ce robinet étant fermé, on ouvre le robinet *a* et on chasse par pompage le faible résidu de radon qui pourrait attaquer la graisse des robinets et du rodage *d*. Ensuite on laisse l'appareil avec l'émanation enfermée dans la boule la plus élevée, jusqu'à la formation sur les parois de la boule de la quantité maximum de dépôt actif qu'on puisse obtenir avec la quantité d'émanation utilisée.

L'activation étant finie, on fait descendre le mercure dans la partie A jusqu'au niveau *n* en se gardant de laisser communiquer la partie A avec le tube conduisant aux robinets *a*, *b* et *c*. Le ballon A mesure environ 7 cm. de diamètre. Le rapport de volume de la boule et du ballon est donc tel que pratiquement toute l'émanation passe dans le ballon. On sépare alors à la flamme la boule activée. Immédiatement après, on peut faire monter le mercure dans la partie A, refouler l'émanation dans la boule suivante, maintenant

la plus élevée, et commencer une deuxième activation.

L'émanation reste toujours enfermée entre le verre et le mercure ; elle n'est en contact avec la graisse que pendant le temps très court d'introduction dans l'appareil, aucune fuite ni formation de gaz n'est donc à craindre.

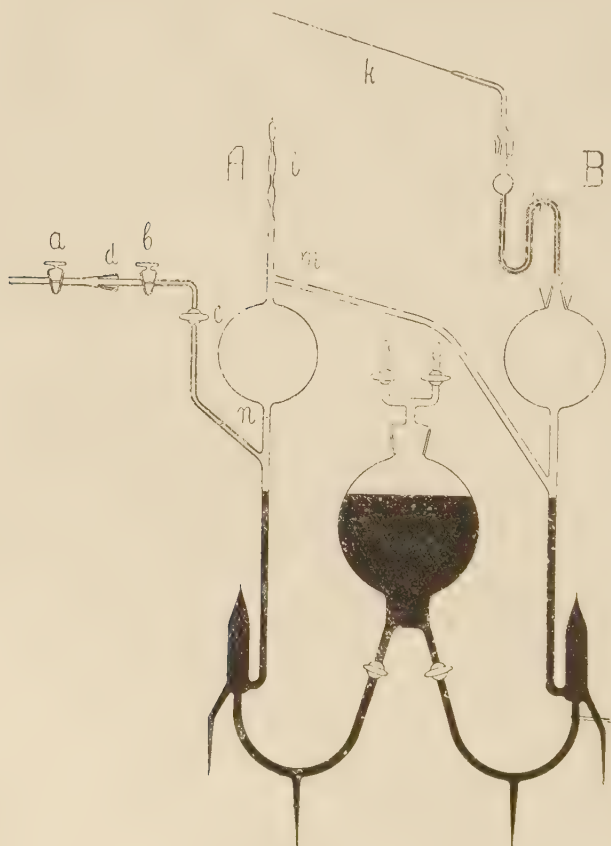


Fig. 1.

La boule activée et séparée de l'appareil est coupée en deux, puis lavée avec un peu d'acide chlorhydrique concentré et bouillant contenant des traces d'acide nitrique. On

évapore la solution du dépôt actif sur une petite plaque de verre chauffée doucement. La source est préparée en 5-10 minutes.

Pour la préparation de petites sources, dont j'avais besoin dans mon travail, j'ai utilisé une pipette capillaire munie d'un tube en caoutchouc. On fixe la pipette remplie de solution par une pince, de façon que le bout du capillaire de la pipette appuie sur le milieu d'une plaque de 4 ou 5 mm. de diamètre. En chauffant convenablement et en réglant la pression dans la pipette on fait descendre le liquide au fur et à mesure de l'évaporation. La solution s'évapore au milieu de la plaque en laissant une source circulaire de dépôt actif de 2-3 mm. de diamètre.

3° *Rendement de la méthode et analyse des courbes de désactivation des sources.* — Pour étudier l'influence des lavages successifs et le rendement de la méthode, j'ai fait l'expérience suivante. Vingt minutes après la fin de l'activation, quand il ne reste plus qu'environ 10/o du radium A présent au moment de la fin d'activation, j'ai lavé quatre fois successivement la boule à l'acide, une minute chaque fois. Les solutions obtenues étaient évaporées sur quatre plaques de verre. L'évaporation de la dernière solution était finie 30 minutes après la fin de l'activation, c'est-à-dire qu'en 10 minutes les lavages et les évaporations étaient terminés. Ensuite j'ai mesuré pendant deux heures le rayonnement γ de ces quatre plaques, ainsi que celui de la boule. Les courbes donnant ce rayonnement en fonction du temps sont représentées dans la figure 2. Les courbes numérotées 1, 2, 3, 4 sont relatives aux plaques activées, la courbe *b* est celle de la boule après les quatre lavages ; la courbe *a* est calculée théoriquement en partant de la mesure du rayonnement γ de la boule encore fermée, fait quelques minutes après la fin de l'activation dans l'émanation. Les points marqués par les grandes croix sont obtenus par la sommation des ordonnées correspondantes de cinq courbes : 1, 2, 3, 4 et *b*. Comme on

prise comme 100 j'ai exprimé les activités des plaques 1, 2, 3 et 4 et de la boule *b*, en pourcentage du total du dépôt actif. Les résultats sont indiqués dans le tableau II.

TABLEAU II
Activité totale 14,7 unités arbitr.

Plaques	1	2	3	4	Boule
Activité en unités arbitr.	11,9	0,76	0,18	0,1	1,7
Pour cent	81	5,2	1,23	0,68	11,6

Comme on le voit, la plus grande partie du dépôt actif est dissoute au premier lavage. Les lavages suivants dissolvent de plus en plus difficilement le dépôt resté sur la boule. Après quatre lavages on a encore 11,6 o/o du dépôt total sur la boule.

Dans un travail déjà ancien, E. Ramstedt (36) a signalé que pour une surface de verre activée dans le radon, sans champ électrique, c'est-à-dire dans les mêmes conditions que dans mes expériences; il est impossible de dissoudre beaucoup plus de 50 o/o du dépôt actif. E. Ramstedt a supposé que cette limite est due à la pénétration dans le verre des atomes de RaB projetés par recul à partir de RaA; les atomes qui entrent dans le verre échappent à l'action solubilisatrice de l'acide. Mes expériences donnent un résultat différent. Bien que 11,6 o/o de dépôt actif reste encore après le quatrième lavage sur les parois de la boule, 81 o/o passe déjà au premier lavage dans la solution.

Il me semble probable que la différence entre mes résultats et ceux de E. Ramstedt provient du fait que cet auteur a

travaillé avec une très faible concentration de radon tandis que j'ai utilisé de très fortes quantités de ce gaz, de l'ordre de 300 millicuries concentrées sous un petit volume. On sait qu'en présence de fortes concentrations des corps radioactifs les réactions chimiques entre les éléments deviennent beaucoup plus énergiques, que dans les conditions ordinaires. Par exemple, l'acide chlorhydrique qui n'attaque pas normalement l'or ni le platine dissout ces éléments en présence des corps radioactifs. Il paraît donc possible que la limite de la quantité non solubilisée soit abaissée de 50 o/o à 11,6 o/o par l'augmentation notable de la concentration en dépôt actif.

En examinant les pentes des courbes de la figure 2 on voit que les courbes relatives aux plaques indiquent une diminution avec le temps, moins rapide que la courbe théorique calculée en partant des conditions d'équilibre radioactif. La courbe *b* relative à la boule offre, au contraire une pente plus accentuée. Ces deux faits concordent entre eux, si nous supposons que le radium B passe plus vite en solution que le radium C, ce qui est en accord, d'ailleurs, avec le caractère plus positif du RaB, lequel est un isotope du plomb tandis que RaC est un isotope du bismuth.

Pour gagner du temps, je commençais habituellement la préparation des sources sans attendre la disparition du RaA. Je commençais les lavages à l'acide quelques minutes après la fin de l'activation de la boule dans l'émanation. Dans ce cas la perturbation des conditions d'équilibre radioactif par le fait du lavage est encore plus accentuée. Le radium A étant déposé entièrement sur la surface activée du verre passe plus facilement en solution que RaB et RaC. On n'en peut rien conclure en ce qui concerne la solubilité relative de ces éléments, puisque le RaA ne se trouve pas à la surface du verre dans les mêmes conditions que le RaB et RaC.

Sur la figure 3 j'ai tracé la courbe I qui donne l'image de l'évolution de l'activité de la source préparée dans ces condi-

tions, et mesurée par les rayons γ pénétrants du RaC seul. On voit que l'allure de la courbe ne correspond nullement à celle de la courbe théorique calculée en partant des conditions de l'équilibre radioactif. L'activité monte d'abord, passe par un maximum, 47 minutes environ après la fin de l'activation et finalement décroît. La loi de décroissance à partir du moment du maximum est la même que si au moment $t_{\max.} = 47$ minutes on avait sur la source le RaB et RaC en équilibre radioactif.

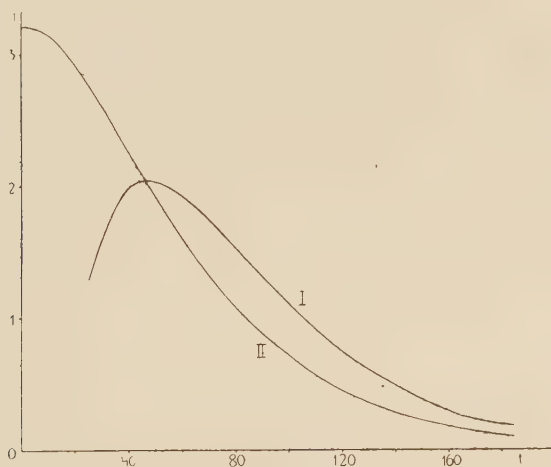


Fig. 3.

La courbe II de la même figure est tracée en supposant que le radium C présent au moment $t_{\max.} = 47$ minutes est celui obtenu d'une certaine quantité initiale de dépôt actif en équilibre, évoluant de la manière régulière prévue théoriquement. J'ai tracé cette courbe pour montrer le changement profond dans l'allure de la courbe de désintégration du dépôt actif causé par le fait du lavage dans l'acide.

Comme on le verra plus loin, les groupes de points correspondants obtenus pendant les expériences sur la charge des

rayons α sont assez espacés, ce qui ne permet pas de déterminer très exactement la position de la courbe au voisinage du maximum. En conséquence, j'ai tâché de commencer les mesures de la charge toujours environ 50 minutes après la fin de l'activation quand l'allure décroissante de la courbe devient nettement définie. En même temps on évite de cette façon l'influence des rayons α du RaA, qui devient tout à fait négligeable après ce temps.

Pour terminer la discussion de la préparation des sources, examinons encore la méthode de préparation par exposition directe de la surface à activer à l'influence de l'émanation en absence de champ électrique. Cette façon d'opérer, m'a paru peu sûre, surtout pour les grandes concentrations de l'émanation. Dans ces conditions l'émanation est partiellement absorbée par la surface activée d'où un danger de contamination de l'appareil et de surestimation de la charge émise par 1 g. de radium.

Il est vrai que cet inconvénient peut être diminué par des procédés tels que le chauffage de la source ou le lavage dans l'alcool, mais il ne me paraît pas certain que tout danger soit ainsi complètement supprimé. J'ai fait une expérience de détermination de la charge des rayons α au moyen d'une source préparée par cette méthode (sans lavage dans l'alcool ni chauffage de la source); l'allure des courbes obtenues, ainsi que le résultat final ont confirmé les doutes soulevés plus haut.

En conséquence j'ai considéré comme plus prudent d'utiliser les sources préparées par la méthode dite de solution seulement.

CHAPITRE III

Les appareils de mesures.

1° *Description de l'appareil principal.* — L'appareil que j'ai fait construire pour la mesure de la charge des rayons α est représenté dans la figure 4. Il est du type semblable à celui employé par Rutherford et Geiger. L'appareil est fait entièrement en métal, sauf, bien entendu, des isolants qui sont de l'ambre et de l'ébonite. L'appareil se compose de trois parties principales A, B et C que je décrirai l'une après l'autre.

La partie A est un cylindre de laiton de 120 mm. de longueur, 52 mm. de diamètre extérieur et 48 mm. de diamètre intérieur. Sur ses deux bases opposées, ce cylindre est muni de rodages plans bien ajustés *c* de 15 mm. de largeur. Ces rodages permettent de fermer le cylindre à l'aide des pièces B et C rodées elles-mêmes convenablement. Un graissage de ces rodages permet d'obtenir une étanchéité parfaite de l'appareil.

Au milieu du cylindre, perpendiculairement à son axe, on a soudé un tube de laiton de 15 mm. de diamètre. Ce tube communique à l'aide d'un masticage, avec un dispositif en verre comprenant un piège à air liquide, un tube à anhydride phosphorique et une jauge de MacLeod. Une pompe hélicoïdale de Holweck permet de faire le vide dans l'appareil.

Pour faciliter le vidage, les communications avec la pompe sont faites à l'aide de tubes de verre de 15 mm. de diamètre intérieur.

Du côté opposé au tube soudé il se trouve un dispositif à deux rodages concentriques, dont l'un plan *a* et l'autre coni-

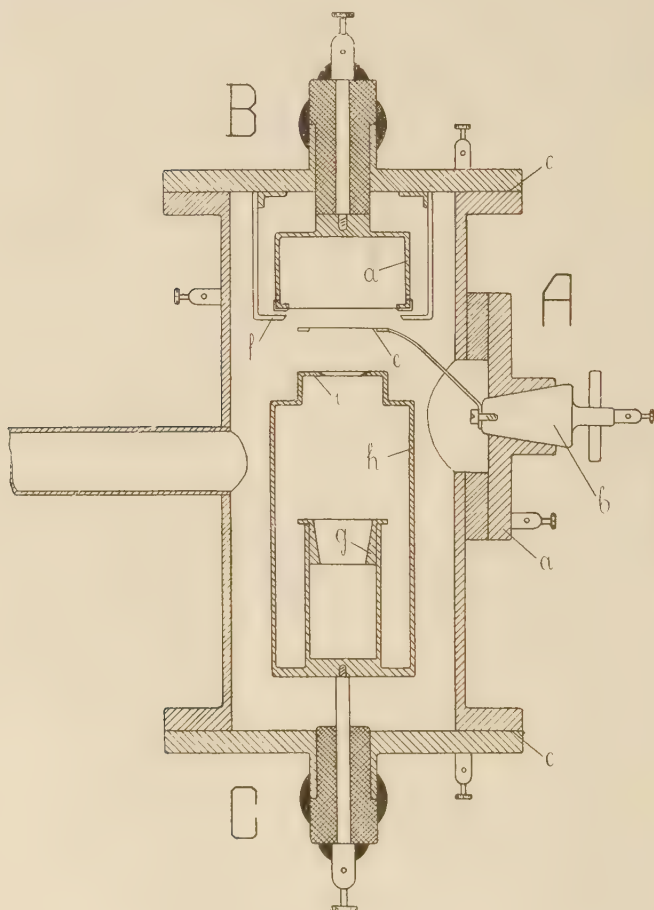


Fig. 4.

que *b*. Ces rodages servent à fixer et à faire tourner un écran *e*. A l'aide de ce dispositif on peut, pendant l'expérience intercepter le faisceau des rayons α par l'écran qui

laisse passer seulement les rayons β et γ . De cette façon on détermine une correction dont je parlerai encore plus loin. Extérieurement on a fixé sur la partie A une borne qui permet de relier le cylindre au sol. Des bornes semblables se trouvent aussi sur les rodages a et b , sur la partie B et C.

La partie B est composée comme on le voit par un rodage plan c , qui porte une cage de Faraday d , bien isolée par un morceau d'ambre. C'est le récepteur de rayons α , boîte de laiton cylindrique mesurant 30 mm. de diamètre extérieur et 15 mm. de hauteur, avec une épaisseur de paroi de 1 mm.

La boîte est fixée sur une tige isolée par l'ambre est liée à une paire de quadrants d'un électromètre système Curie-Debierne. La base de ce cylindre dirigée vers le bas porte une ouverture de 24 mm. de diamètre fermée par un écran très mince d'aluminium, qui avait dans certaines expériences 0,007 mm. d'épaisseur, dans d'autres 0,003 mm. Par cette ouverture les rayons α entrent dans la cage et y sont absorbés. L'écran sur la face d'entrée est posé d'après le procédé classique de Rutherford et Geiger (11) pour diminuer la quantité des électrons lents entre les électrodes. Les électrons libérés en grande quantité à l'intérieur de la cage y restent; la mince feuille d'aluminium est une source peu intense d'électrons, qui sont d'ailleurs retournés sur la feuille par l'action du champ magnétique. Deux petites ouvertures, assurent un vidage de la cage, sans provoquer la destruction de l'écran. Elles sont placées de manière que les rayons α ne puissent s'échapper par là en dehors de la cage. La cage est protégée par un tube f d'aluminium de 1 mm. d'épaisseur, relié au sol. Cette protection a pour but de diminuer l'action sur l'électrode des rayonnements secondaires excités par les rayons primaires de la source dans les parois métalliques de l'appareil.

La partie C de l'appareil porte, tout comme la partie B une électrode centrale qui est isolée par un morceau d'ébène. L'électrode se compose d'un porte-source g , et d'un

dispositif *h* fixant le diaphragme *i* dans une position constante par rapport au porte-source constitué d'un tube de 30 mm. de diamètre et 1 mm. d'épaisseur. Près du diaphragme on a soudé, comme c'est indiqué sur la figure, un bout de tube de laiton de diamètre plus petit afin de laisser une place suffisante pour la manipulation de l'écran mobile *e*. Pour permettre de placer la source dans le porte-source de larges fentes sont découpées dans le tube portant le diaphragme. La source étant mise en place, on ferme ces fentes par un tube de laiton de quelques dixièmes de millimètres d'épaisseur entourant le tube *h*. Le diaphragme est un disque en laiton, muni d'une ouverture circulaire centrale dont le bord est en biseau et qui est fermée par une feuille d'aluminium mince afin de s'assurer l'uniformité du champ électrique établi entre les électrodes B et C. Le porte-source, le diaphragme et l'électrode B sont centrés sur l'axe du cylindre A. La distance entre la cage de Faraday et le diaphragme est choisie de manière que tout le faisceau conique des rayons α déterminé par la position de la source sur le porte-source et par le diaphragme puisse entrer dans la cage *d*. L'ouverture dans la face inférieure de celle-ci est même faite un peu plus grande que le diamètre du faisceau afin d'assurer le passage de tous les rayons, même en cas d'une petite excentricité dans le réglage de l'appareil.

Les isolants dans les parties B et C sont fixés au mastic de façon que l'étanchéité complète de l'appareil soit assurée. L'appareil étant parfaitement vidé, et ensuite fermé par les robinets placés dans la canalisation, l'augmentation de pression pendant 12 heures ne dépassait pas 3-5 millièmes de millimètre de mercure. Cette augmentation de pression est due au dégagement des gaz occlus dans les parois du récipient et des canalisations et non au manque d'étanchéité de l'appareil.

Le porte-source *g* représenté sur la figure 4 est ajusté de manière qu'on puisse placer dans son ouverture conique un

autre porte-source proprement dit, représenté sur la figure 5 à une échelle plus grande que l'appareil sur la figure 4. Il se compose de deux parties *m* et *n*. La partie *m* est une pièce de laiton travaillée extérieurement de façon qu'on la puisse poser dans l'ouverture conique du porte-source *g* de la figure 4. Elle est munie d'une ouverture axiale filetée intérieurement par un pas de vis micrométrique. La partie *n* est également filetée sur sa surface extérieure et peut être vissée dans la partie *m*; l'ouverture de celle-ci a 7 mm. de diamètre mesurée sur le bord supérieur.

Le placement de la source active se fait de la manière suivante. Le dépôt actif étant déposé sur une petite plaque de verre de 5 mm. de diamètre et d'environ 1 mm. d'épaisseur, je collais cette plaque active par un peu de graisse sur la face supérieure de la partie *n* du porte-source; sur la face supérieure de la partie *m* je posais un écran d'aluminium très mince de façon à couvrir totalement l'ouverture axiale. Ensuite j'introduisais la partie *n* dans l'ouverture filetée de la partie *m* et je posais celle-ci par la face supérieure munie de l'écran, sur une glace; en tournant la partie *n* pendant que la partie *m* était fortement appuyée sur la glace, je plaçais la surface activée exactement au niveau de la face supérieure de la partie *m*.

Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, la distance entre la source et le diaphragme après mise en place définitive était connue avec précision.

2° *Calcul de l'angle solide*. — Il est évident que pour pouvoir calculer la charge des rayons α émis par seconde par une source de radiation en toutes les directions, il faut connaître avec précision le rapport de la quantité des rayons

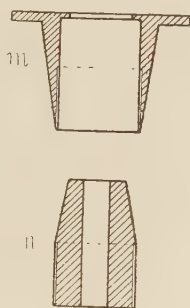


Fig. 5.

captés par l'électrode au nombre total des rayons émis par la source.

D'après les résultats de tous les travaux sur le rayonnement des corps radioactifs on peut admettre que la probabilité de l'émission d'une particule α au moment de la destruction de l'atome radioactif est égale pour toutes les directions ; le rapport cherché est donc donné par des considérations purement géométriques basées sur la connaissance du diamètre du diaphragme et de la distance entre la source et le diaphragme.

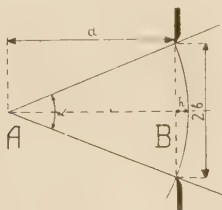


Fig. 6 a

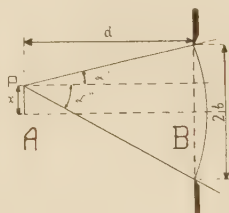


Fig. 6 b

Supposons d'abord la source du rayonnement ponctuelle. La figure 6 a représente schématiquement les conditions géométriques du calcul. Soient d la distance entre la source et le plan du diaphragme, R la distance entre la source et le bord du diaphragme dont le diamètre est $2b$. Soient α l'angle d'ouverture et h la hauteur de la calotte sphérique de rayons R et de centre A .

Le rapport de la charge passant par le diaphragme à la charge émise dans toutes les directions est égal à :

$$a = \frac{2\pi R h}{4\pi R^2} = \frac{1}{2} \frac{h}{R},$$

mais $h = R - d$ et $R = \sqrt{d^2 + b^2}$, d'où :

$$a = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d}{R} \right) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + b^2}} \right) \quad (1)$$

ou autrement :

$$a = \frac{1}{2} \left(1 - \cos \frac{\alpha}{2} \right) \quad (1')$$

nous avons donc défini a par cette expression simple.

Essayons maintenant de nous rendre compte de ce qui arrive quand la source n'est plus ponctuelle.

Il est évident que dans ce cas une fraction moindre du rayonnement total passera par le diaphragme. Pour se rendre compte de la limite supérieure de l'erreur qu'on peut faire dans cette circonstance, je suppose que tout le dépôt actif est concentré sur la circonférence d'un petit cercle de rayon X , le centre de ce cercle étant en A et le plan de celui-ci perpendiculaire au AB (fig. 6 *b*). Pour faciliter le calcul augmentons encore la différence entre l'angle solide considéré plus haut pour le dépôt actif supposé concentré en un point A et le cas présent. A cette fin considérons seulement l'angle solide défini par un point P de la circonférence de rayon X (par raison de symétrie on peut imaginer tout le dépôt concentré en ce point) et choisissons le plus petit de tous ceux sous lesquels on puisse regarder le diamètre du diaphragme B . Dans ce cas on peut définir le rapport, de la même manière que plus haut (1') :

$$a' = \frac{1}{2} \left(1 - \cos \frac{\alpha}{2} \right),$$

ou α est ici l'angle sous lequel on voit du point P de la circonférence X le plus court diamètre apparent du diaphragme qui se présente comme une ellipse.

Pour calculer a' il faut passer maintenant aux éléments qui peuvent être définis par la mesure, c'est-à-dire : d , b et X . Divisons, comme il est indiqué sur la figure 6 *b*, l'angle α en deux, par une perpendiculaire abaissée du point P sur le plan du diaphragme. On a $\alpha = \alpha' + \alpha''$ et :

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{b - X}{d} \quad \text{et} \quad \operatorname{tg} \alpha'' = \frac{b + X}{d},$$

ce qui donne tous calculs faits :

$$\operatorname{tg} x = \frac{bd}{d^2 - b^2 + X^2}$$

La formule devient :

$$a' = \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{\operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2bd}{d^2 - b^2 + X^2}}{2} \right) \right] \quad (2)$$

En faisant $X = 0$, c'est-à-dire supposant tout le dépôt actif ramassé au centre, nous trouvons la formule :

$$a'' = \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{\operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2bd}{d^2 - b^2}}{2} \right) \right]$$

qui est absolument équivalente à la formule (1).

A l'aide des formules (1) et (2) je puis maintenant, pour chaque source ayant un rayon X défini, calculer les deux limites entre lesquelles est compris le rapport cherché a . La formule (1) donne la limite supérieure, la formule (2) donne la limite inférieure.

La distance d et le diamètre $2b$ ont été mesurés avec un très grand soin, tous deux au moyen d'un comparateur du laboratoire Curie qui permet d'évaluer les millièmes de millimètre. J'ai pu mesurer le diaphragme directement et j'ai trouvé :

$$2b = 15,058 \pm 0,003 \text{ mm.},$$

où les chiffres après le signe $\pm$ désignent l'erreur moyenne de la moyenne de dix-huit mesures, calculée par la méthode habituelle.

J'ai mesuré la distance d en me servant d'une tige cylindrique de 14 mm. de diamètre, dont une face était dressée avec une grande précision perpendiculaire à l'axe du cylindre. Je noircissais la face latérale du cylindre avec du noir de fumée. Ensuite je fixais verticalement la partie C de l'appareil, le porte-source étant à sa place g , j'introduisais

la tige par le diaphragme, en appliquant la face perpendiculaire de la tige sur le porte-source et je marquais, à l'aide du bord du diaphragme, un trait sur la couche du noir de fumée recouvrant la face latérale de la tige. Au moyen du comparateur, je mesurais ensuite la distance entre la face perpendiculaire de la tige et le trait, ce qui donne d . Par ce procédé j'ai obtenu :

$$d = 30,408 \pm 0,013 \text{ mm.}$$

comme moyenne de vingt mesures.

Ayant d et $2b$ nous pouvons calculer d'après la formule (1) le rapport a , on obtient :

$$a = 0,01467.$$

Pour me rendre compte des erreurs qui peuvent provenir du fait que la source n'est pas ponctuelle, j'ai calculé d'après la formule (2) a' en prenant d'abord $X = 1 \text{ mm.}$ et ensuite $X = 1,5 \text{ mm.}$ On obtient respectivement :

$$a' = 0,01465 \quad \text{et} \quad a' = 0,01461,$$

Les sources que j'utilisais pour les expériences sur la charge des rayons α avaient, comme je l'ai dit au chapitre II, un diamètre de 2 à 3 mm. Il me semble donc que je ne puis pas faire une erreur dépassant 0,2 0/0 si j'adopte finalement :

$$a = 0,01465.$$

3° *Montage de l'ensemble du dispositif expérimental.* — Ainsi que je l'ai indiqué dans le paragraphe précédent, l'appareil principal pour mesurer la charge des rayons α communiquait par une canalisation en verre, avec une jauge de Mac Leod, un piège à air liquide, un tube à anhydride phosphorique pour absorber la vapeur d'eau et finalement une pompe hélicoïdale de Holweck. Une pompe à huile servait pour faire le vide préparatoire. Un dispositif à

robinets permettait de faire entrer l'air sec et exempt de poussière avant de retirer l'électrode C.

Pour supprimer l'action des rayons β sur l'électrode liée à l'électromètre, un champ magnétique était appliqué perpendiculairement à la direction du faisceau de rayons utilisé. Malheureusement, l'électro-aimant que j'avais à ma disposition n'était pas parfait. Il était fait d'une ancienne dynamo dans laquelle on avait supprimé le rotor et ajouté des pièces polaires convenables. Le champ de cet électro-aimant n'était pas très uniforme et le champ le plus intense que j'aie pu obtenir avec la tension du laboratoire était de 6.000 gauss dans la région d'intensité maximum. Mais le champ moyen qui régnait dans la plus grande partie de l'espace entre les pièces polaires ne dépassait pas 4.000 gauss.

Ce champ était trop faible pour dévier tous les rayons β , mais assez intense pour dévier la plus grande partie de ceux-ci et les rayons δ .

L'électrode réceptrice des rayons α était liée par une tige de connexion avec une paire de quadrants d'un électromètre Curie-Debierne; la même paire de quadrants était reliée à une des armatures d'un quartz piézoélectrique, dont l'autre armature était au sol, ainsi que l'autre paire de quadrants. En soulevant un poids du plateau ds quartz on faisait passer dans l'électromètre une charge négative qui compensait la charge positive des rayons α captée par l'électrode d .

La connexion électrique entre diverses parties de l'installation était faite comme habituellement à l'aide des tiges de connexion avec cette différence qu'au lieu de remplir les tubes des tiges par de la paraffine j'utilisais l'isolement par le vide. Les joints en caoutchouc appliqués entre les isolants en ambre et les parois des tiges assuraient une étanchéité suffisante pour maintenir à l'intérieur un vide de quelques centièmes de millimètre tout à fait suffisant pour l'isolement parfait des connexions. Bien entendu, les parois des tiges

PLANCHE I
(HENRI JEDRZEJOWSKI)

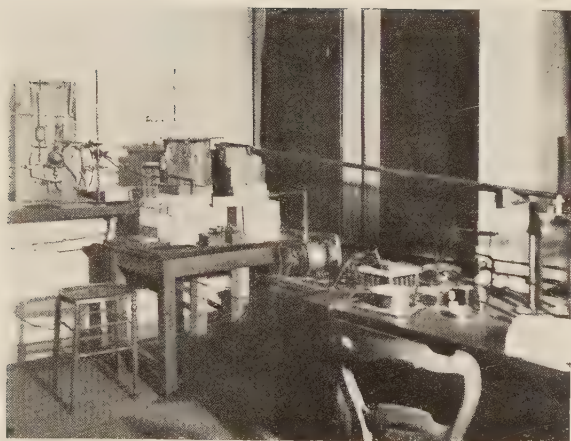


Photo 1.

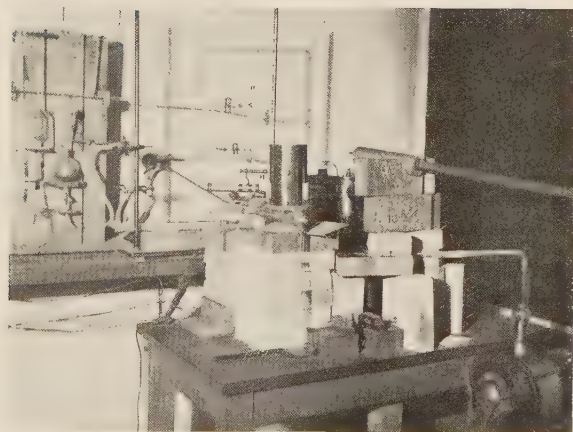


Photo 2.

MASSON ET Cie, ÉDITEURS

étaient reliées au sol ainsi que les tubes de laiton qui protégeaient les points de liaison entre l'électrode, l'électromètre, le quartz et les tiges. Pour diminuer l'action des forces électromotrices du contact j'ai pris soin de réaliser avec le même métal toutes les connexions ainsi que les écrans de protection électrostatique mis au sol.

Afin de pouvoir déceler les traces du courant d'ionisation pouvant gêner les mesures, un champ électrique pouvait être appliqué entre les électrodes B et C. Le sens de ce champ pouvait être renversé à l'aide d'un commutateur.

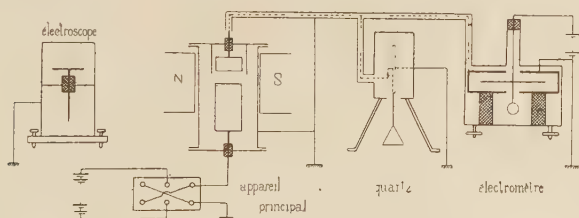


Fig. 7.

Comme nous le verrons plus loin, la quantité de radium C présente sur la source était suivie au cours de l'expérience par la mesure de l'ionisation produite par les rayons γ pénétrants. Cette dernière mesure était effectuée dans certaines expériences à l'aide d'une petite chambre d'ionisation reliée à l'électromètre dans d'autres, par un électroscope à feuille d'or. Pour supprimer l'action des rayons γ sur l'électromètre et sur l'observateur, une protection de briques de plomb a été installée autour de l'appareil.

La figure 7 représente le schéma de la partie électrique de l'installation dans le cas où la mesure de l'ionisation par les rayons γ était faite avec un électroscope. Les photographies de la planche I représentent les dispositifs expérimentaux. La photographie n° 1 représente la vue de l'appareil principal de mesure de la charge, de la partie en verre et de l'électroscope. On peut apercevoir le quartz piézoélectrique

en partie sur le bord droit de la photographie. Les dimensions de la pièce n'ont pas permis de photographier l'ensemble. Les protections du plomb sont ici laissées en place. La photographie n° 2 représente le même appareil pris à une distance plus petite ; les protections de plomb et celles reliées au sol sont en partie enlevées.

CHAPITRE IV

Méthode de mesures et de calculs.

1° *Procédés de mesures.* — Les mesures qu'on doit effectuer pour pouvoir calculer la charge des rayons α émis par 1 g. de radium par seconde peuvent être divisées en deux parties : la détermination de la charge des rayons α émis par la source et celle de la quantité de radium C présent sur la source. Ces deux genres de mesures donnent des résultats qui varient avec le temps puisque la source des rayons α s'épuise assez vite. Pour avoir des résultats aussi exempts que possible d'erreurs accidentelles des observations, il faut faire des mesures pendant un certain temps et tracer les courbes de variation de la charge et de l'intensité en fonction du temps.

J'ai travaillé avec des sources dont l'intensité au commencement des mesures était de l'ordre de 50 millicuries le plus souvent. Le début des mesures était fait, comme nous l'avons vu, environ 50 minutes après la fin de l'activation dans l'émanation. L'intensité des sources employées m'a permis de prolonger les mesures pendant une à deux heures. J'ai donc pu obtenir assez de points d'observation pour pouvoir tracer avec précision les courbes mentionnées.

La première partie des mesures, c'est-à-dire la mesure de la charge des rayons α , était compliquée par le fait déjà signalé de la faiblesse de l'électro-aimant utilisé. L'introduction d'un dispositif pouvant servir à l'évaluation de la correction due à l'action des rayons β non déviés s'est donc montrée indispensable. Comme je l'ai déjà dit plus haut l'écran e

de la figure 4 a servi à cette fin. Cette solution de la difficulté avait encore cet avantage qu'on englobait dans la correction trouvée, à la fois l'action des rayons γ sur l'électrode réceptrice ainsi que l'effet des forces électromotrices possibles. Ces forces électromotrices de contact ou de polarisation des isolants étaient extrêmement faibles d'ailleurs, toutes précautions ayant été prises pour les éviter.

Le vide étant fait dans l'appareil on mesurait la charge des rayons α reçue par l'électrode et en partie neutralisée par la charge des rayons β non déviés, en établissant un champ électrique entre les électrodes B et C tantôt dans un sens, tantôt en sens contraire et aussi sans champ. Quand le vide était bien réalisé, j'ai obtenu de cette façon trois séries de points qui déterminent pratiquement une même courbe représentant la variation avec le temps de la charge reçue par l'électrode réceptrice B.

En même temps je faisais, en intercalant les mesures, des observations du courant de correction, l'écran e ayant été placé entre les électrodes. Le courant négatif de correction dans mes expériences avait une intensité de 5-6 o/o à peu près du courant positif.

Le courant négatif était mesuré en posant avec précaution un poids convenable sur le plateau du quartz. Cette opération n'est pas plus difficile à exécuter pour les poids peu élevés, que le procédé habituel qui consiste à mesurer les courants en soulevant le poids. Bien entendu toutes ces mesures étaient faites en présence d'un champ magnétique d'intensité à peu près constante dans le temps.

On obtient la courbe du courant de charge des rayons α , proprement dit, en ajoutant les ordonnées pour les temps correspondants des deux courbes qui représentent la variation du courant positif et celle du courant négatif en fonction du temps.

Le courant de charge était donc exprimé d'abord en grammes par seconde ; mais ayant la constante b de la lame du

quartz utilisé il est facile de passer aux unités électrostatiques.

La seconde partie des mesures qui consiste à déterminer l'intensité de la source du rayonnement, était réalisée alternativement avec la première. Là, je traçais aussi une courbe qui représente la variation de l'intensité de la source en fonction du temps. Ces mesures étaient faites par les méthodes habituelles applicables aux rayons γ pénétrants.

Pour exclure l'action ionisante des rayons γ du RaB qui sont plus mous que ceux du RaC, une couche de 15 mm. de plomb entourait la chambre d'ionisation, éventuellement l'électroscope. L'intensité était exprimée en grammes par seconde dans le cas de la chambre d'ionisation et l'électromètre, ou en divisions par seconde dans le cas de l'électroscope.

Pour avoir la quantité de RaC présente sur la source et exprimée en millicuries il faut étalonner l'appareil de mesures de l'ionisation ; c'est-à-dire connaître la quantité de radium qui, mise à la place de la source donne un courant d'1 g. par seconde ou d'une division par seconde. L'utilisation directe d'un étalon du radium était dans mes conditions d'expérience empêchée par les dimensions de ces tubes étalons. La source ayant des dimensions très petites, l'appareil étant entouré par les pièces polaires de l'électro-aimant, etc., la comparaison avec le rayonnement d'une ampoule contenant du sel de radium et notablement plus grande que la source, ne pouvait être effectuée avec précision. Pour tourner la difficulté j'ai utilisé un petit tube capillaire rempli d'émanation du radium. Ce tube avait 8 mm. de longueur environ et 0,5 mm. de diamètre. Pour m'assurer que ces dimensions dans mes conditions d'expérience ne sont pas une source d'erreur, j'effectuais avant chaque expérience l'étalonnage de la chambre d'ionisation, éventuellement de l'électroscope, pour deux positions du tube perpendiculaires entre elles sur le porte-source dans l'appareil.

L'absorption d'une partie des rayons γ par le porte-source lui-même pouvant faire dépendre les résultats des mesures des dimensions de la source, la chambre d'ionisation ou l'électroscope étaient placés un peu plus haut que le niveau du porte-source. De cette façon les rayons produisant l'ionisation dans la chambre ne passaient pas par le porte-source, et tous ces rayons avaient franchi des couches de matière absorbante à peu près égales.

Les tubes d'émanation de radium utilisés pour l'étalonnage de l'appareil étaient soigneusement mesurés avant et après l'expérience par comparaison avec l'étalon du radium du laboratoire Curie.

Cette comparaison s'effectuait à l'aide d'une grande chambre d'ionisation utilisée couramment par le service de mesures du laboratoire. Dans ces mesures les conditions étaient telles que la différence de grandeurs du tube d'émanation et de l'étalon du radium n'intervenaient pas d'une façon appréciable.

Les différentes comparaisons de l'étalon avec le même tube d'émanation effectuées à des intervalles de quelques jours ont donné des résultats concordants à une précision de quelques millièmes, en tenant compte de la décroissance de l'émanation.

2° *Méthode de calcul.* — On a vu que le calcul de la charge des rayons α émis par 1 g. de radium par seconde est basé, dans mes expériences sur le traçage des courbes représentant, en fonction du temps, la variation de la charge des rayons α et celle de l'intensité de la source. Cette façon de procéder donne l'avantage immédiat d'éliminer une certaine quantité d'erreurs fortuites de l'observation. Cette élimination est encore facilitée par la méthode de calcul suivante :

Soit $\mathcal{I}_\alpha$ le courant de la charge corrigé par addition de la valeur absolue du courant négatif de correction exprimé en grammes par seconde et émis par la source à un certain mo-

ment. Soit δ_γ l'intensité de l'ionisation produite par les rayons γ pénétrants et exprimée en grammes par seconde, éventuellement en divisions par seconde (en cas d'usage

d'électroscope). Le rapport $\frac{\delta_\alpha}{\delta_\gamma} = r$ doit rester constant le long

des courbes puisque aussi bien δ_α que δ_γ est proportionnel à la quantité de radium C présente sur la source. Soit p le nombre de milligrammes de radium correspondant au courant d'ionisation de 1 g./sec. ou d'une div./sec. produit par les rayons γ pénétrants et déterminé au moyen de l'étalonnage décrit dans le paragraphe précédent.

La charge $\mathcal{L}$ des particules émises par 1 g. de Ra par seconde sera :

$$\mathcal{L} = \frac{r}{a} \cdot \frac{b}{p} \cdot \text{u. e. s.}$$

ou $a = 0,01465$ est une constante caractérisant l'angle solide du faisceau utilisé et calculé* au chapitre II, 2. b est la charge en u. e. s. que donne la lame de quartz sous l'action d'un poids de 1 kg.

Pour chaque expérience on calcule le rapport r en prenant la moyenne des rapports obtenus d'après les courbes tracées, à des intervalles de dix minutes par exemple. Nous avons ainsi une seconde élimination des erreurs fortuites des observations.

Quant à la constante de quartz b elle a été déterminée au moyen de la méthode de J. Curie par comparaison avec un condensateur étalon du laboratoire Curie. J'ai trouvé pour cette constante $b = 5,10$ u. e. s. pour 1 kg. La précision obtenue sur la détermination de $\mathcal{L}$ dépend évidemment de celle de la connaissance de la capacité étalon. La capacité du condensateur étalon du laboratoire Curie n'est connue qu'à une précision de 10/0. Prochainement le laboratoire aura un condensateur étalon nouveau dont la capacité sera connue avec une

précision plus grande. Malheureusement je n'ai pas pu effectuer la comparaison de capacité de l'étalon nouveau et ancien avant d'achever ce travail. Quand cette comparaison aura été faite, une note rectificative sera donnée, s'il y a lieu.

Actuellement on doit considérer l'incertitude provenant de l'utilisation de la constante b comme voisine de 1 o/o

CHAPITRE V

Exemple numérique d'une expérience.

Pour faire comprendre la marche de l'expérience et de calcul je cite dans ce chapitre une des expériences définitives que j'ai faites pendant le printemps 1927.

Le 7 avril 1927.

Mesures du courant d'ionisation faites au moyen de la chambre d'ionisation reliée à l'électromètre.

L'écran *e* servant à arrêter les rayons α pour l'évaluation de la correction est une feuille d'aluminium de 0,06 mm. d'épaisseur. Les écrans sur la source, et le diaphragme sur la cage de Faraday ont 0,007 mm. d'épaisseur chacun.

Moment de la fin d'activation dans le radon . 16 h. 35

Commencement du lavage dans l'acide . . 16 h. 40

Fin du lavage dans l'acide. 16 h. 49

Mouvement propre de la chambre d'ionisation. 0,04 g./sec.

Étalonnage de la chambre d'ionisation. — Première position du tube d'émanation servant l'étalon, l'axe de celui-ci étant dirigé vers la chambre.

Les courants mesurés en grammes par seconde sont :

$$\frac{200}{21,4} ; \frac{200}{21,5} ; \frac{200}{21,3} ; \frac{200}{21,2} ; \frac{200}{21,2} ; \frac{200}{21,3} ; \frac{200}{21,4} ; \frac{200}{21,2} ; \frac{200}{21,2} ; \frac{200}{21,2} ;$$

la moyenne est $\frac{200}{21,29} = 9,41 \text{ g./sec.}$

Deuxième position : l'axe du tube dans la direction perpendiculaire à la précédente.

Les courants mesurés sont :

$$\frac{200}{21,3} ; \frac{200}{21,5} ; \frac{200}{21,3} ; \frac{200}{21,3} ; \frac{200}{21,3} ; \frac{200}{21,3} ; \frac{200}{21,3} ; \frac{200}{21,4} ; \frac{200}{21,5} ; \frac{200}{21,5} ;$$

la moyenne est : $\frac{200}{21,36} \equiv 9,38 \text{ g./sec.}$

La moyenne de ces deux moyennes est environ 9,40 g./sec.

La décroissance du radon pendant ces mesures a été négligeable.

En tenant compte du mouvement propre on a pour le courant : 9,36 g./sec.

La quantité d'émanation présente dans le tube à l'instant des mesures était 85,3 millicuries. On trouve donc que le courant de 1 g./sec. correspond à une quantité de RaC présente sur la source égale à 9,12 millicuries. $p = 9,12 \text{ m. c.}$

Mesures de la charge des rayons α . — La source étant préparée de la manière habituelle et placée convenablement dans le porte-source, on fait le vide en faisant fonctionner la pompe. On plonge le piège à air liquide dans celui-ci et on commence les mesures. Ci-dessous sont cités les nombres obtenus (tableau III). Le temps est compté en minutes à partir de la fin de l'activation. On fait les mesures de charge en établissant une différence de potentiel de 88 volts entre les électrodes B et C (fig. 4); l'électrode C étant tantôt reliée au pôle positif de la batterie, tantôt au pôle négatif. On fait aussi les mesures sans champ électrique. Voici le tableau des observations :

TABLEAU III

1° Mesures de la charge sans champ électrique.													
t	55	56	71	72	89,5	91	106	107	122,5	124	141	142,5	
I_z	3,63	3,61	3,04	3,00	2,27	2,20	1,65	1,63	1,30	1,15	0,78	0,77	
2° Mesures de la charge, pôle positif à l'électrode C.													
t	57,5	58,5	74,5	75,5	92	93	108	109	125	126	143,5	144,5	
I_z	3,65	3,61	2,96	2,91	2,21	2,18	1,64	1,60	1,15	1,15	0,76	0,75	
3° Mesures de la charge, pôle négatif sur l'électrode C.													
t	59,5	60,5	76,5	78	94	95	110	111,5	127	127,5	145,5	147,5	
I_z	3,47	3,44	2,78	2,76	2,10	2,06	1,53	1,51	1,07	1,08	0,71	0,69	
4° Mesures du courant de correction.													
t	48,5	49,5	63	64	80,5	82	97	98,5	114	116	131	134	151,5
I_z	0,22	0,22	0,20	0,19	0,16	0,16	0,13	0,13	0,10	0,10	0,07	0,06	0,05
5° Mesures du courant d'ionisation.													
t	51	52	52,5	66	67	67,5	84	85	86	101	101,5	102,5	119
I_z	4,61	4,56	4,55	4,07	3,99	3,95	3,06	2,97	2,89	2,33	2,28	2,19	1,66
t	120	136	137	138	154,5	155,5	156,5						
I_z	1,52	1,10	1,05	1,01	0,76	0,70	0,67						

Les valeurs du courant d'ionisation (5^0) ont été mesurées au moyen d'une chambre d'ionisation à rayons γ et corrigées du mouvement propre de cette chambre.

La figure 8 représente les courbes tracées d'après le tableau d'observations ci-dessus. Les points de la courbe I marqués $\odot \odot \odot$ correspondent à ∂_α (mesure sans champ), ceux marqués $+++$ à ∂_α^+ (électrode C au pôle positif) et ceux marqués $\oplus \oplus \oplus$ à ∂_α^- (électrode C au pôle négatif). La courbe II



Fig. 8.

est celle du courant de correction. La courbe III est celle du courant de charge des rayons α corrigés ; on l'obtient en ajoutant les ordonnées correspondantes des courbes I et II. Les ordonnées de signe négatif de la courbe II sont portées sur la figure 8 en valeurs absolues. La courbe IV est celle du courant d'ionisation ∂_γ .

Les courbes étant tracées, je calcule le rapport $r = \frac{\partial_\alpha}{\partial_\gamma}$ pour des intervalles de temps égaux à 10 minutes. Le premier rapport est calculé pour le temps $t = 55$ min. Les rapports r sont donnés dans le tableau IV dernière ligne. La première ligne renferme les temps, la seconde les courants de charge corrigés lus d'après la courbe III, la troisième le courant

d'ionisation d'après la courbe IV. La moyenne de dix rapports r calculés est :

$$r = 0,867.$$

TABLEAU IV

t	55	65	75	85	95	105	115	125	135	145
I	3,88	3,48	3,03	2,59	2,19	1,81	1,48	1,20	0,97	0,77
I_{γ}	4,48	4,06	3,50	2,97	2,52	2,11	1,73	1,38	1,10	0,88
r	0,866	0,859	0,867	0,872	0,869	0,857	0,857	0,870	0,881	0,875

p étant égal à 9,12 millicuries, la charge des rayons α émis par 1 g. de radium par seconde est donc :

$$L = \frac{0,867}{0,01465} \times \frac{5,10}{9,12} = 33,1 \text{ u.e.s.}$$

CHAPITRE VI

Les résultats définitifs.

Comme on l'a vu d'après ce qui précède la courbe du courant de charge des rayons α est obtenue en ajoutant au courant positif reçu par l'électrode un courant négatif de correction. Le courant de correction est mesuré quand l'écran e arrête le faisceau des rayons α . Puisque dans le premier cas l'écran e est à côté, et dans le second cas tout près de la cage de Faraday, on peut soupçonner qu'il est lui-même le siège de certains rayonnements secondaires qui peuvent influencer les résultats obtenus pour la charge des rayons α .

Pour vérifier si cette influence donne lieu à des erreurs appréciables, j'ai fait les expériences de la détermination de la charge $\mathcal{C}$ avec deux écrans e différents : l'un en aluminium d'épaisseur 0 mm. 06 environ, donc un peu plus épais qu'il ne faut pour arrêter tous les rayons α , et l'autre du même métal, épaisseur 0 mm. 1. Les expériences ont été faites tantôt avec l'un, tantôt avec l'autre de ces écrans, mais aucune déviation systématique dans les résultats obtenus n'a été remarquée. Les rayons rapides β qui seuls n'étaient pas déviés par le champ magnétique sont absorbés seulement pour une petite fraction par des couches d'aluminium aussi minces que celles employées pour l'écran e .

J'ai fait varier aussi les conditions de l'expérience, en prenant pour les écrans : recouvrant la source, le diaphragme et la cage de Faraday, de l'aluminium de 0 mm. 003 d'épais-

seur ou bien de 0 mm. 007. Bien entendu l'épaisseur totale de l'aluminium, traversée par les rayons α avant leur arrivée à la cage de Faraday, était moindre que celle qu'il faut pour arrêter totalement les rayons α . Cette dernière épaisseur est égale à environ 0 mm. 05 d'aluminium pour les rayons α du radium C.

Les écrans que j'ai employés avaient au total un pouvoir d'arrêt correspondant à celui d'une couche d'air de 1 cm. d'épaisseur dans un cas et de 2 cm. 4 dans l'autre cas. En faisant varier l'épaisseur de ces écrans je n'ai pu remarquer aucune déviation systématique dans les résultats; ce qui prouve, que l'absorption des rayons dans les petites quantités d'impuretés qui peuvent être évaporées sur la source en même temps que le dépôt actif, était négligeable.

Le tableau V rassemble les résultats des treize expériences définitives.

Dans la première colonne de ce tableau j'ai indiqué le numéro d'ordre de l'expérience. Dans la seconde j'ai indiqué si les mesures du courant d'ionisation γ étaient faites à l'aide de la chambre d'ionisation ou de l'électroscope. La troisième colonne renferme les résultats de l'étalonnage de la chambre d'ionisation, éventuellement de l'électroscope c'est-à-dire le nombre p de milligrammes de radium provoquant un courant de 1 g./sec. ou 1 div./sec. Dans la quatrième colonne j'ai noté les rapports r et dans la cinquième les résultats définitifs pour la charge $\mathcal{E}$. La sixième colonne renferme les remarques concernant les épaisseurs des écrans e et e' employés pendant chaque expérience.

La valeur moyenne de ces 13 déterminations est :

$$\mathcal{E} = 33,43 \pm 0,02$$

en calculant l'erreur moyenne par les méthodes habituelles.

TABLEAU V

1	2	3	4	5	6
N ^{os}	Genre de mesure du courant d'ionisation	p en m. c.	r	L en u. e. s.	Remarques
1	électromètre	9,12	0,867	33,1	écran e 0,06 mm. Al.
2	—	9,12	0,875	33,4	écrans ε 0,007 —
3	—	9,12	0,867	33,1	— — —
4	—	9,10	0,870	33,3	écran e 0,1 —
5	—	9,06	0,863	33,2	écrans ε 0,007 —
6	—	8,9	0,855	33,5	écran e 0,1 —
7	électroscope	59,8	5,82	33,9	écrans ε 0,003 —
8	—	60,1	5,78	33,5	— — —
9	—	60,3	5,83	33,6	— — —
10	—	61,0	5,82	33,2	— — —
11	—	60,8	5,87	33,6	— — —
12	—	60,9	5,88	33,6	— — —
13	—	60,9	5,88	33,6	— — —

La charge $\mathcal{E} = \frac{r}{a} \cdot \frac{b}{p}$ est définie par les quatre grandeurs r, a, b, p .

On tient compte des erreurs fortuites d'observation commises sur r et p par le calcul de l'erreur moyenne de la moyenne des nombres du tableau V. A côté de ces erreurs il y a encore celles sur l'évaluation des grandeurs a et b . La grandeur a est connue, comme je l'ai indiqué au chapitre III, 2, avec une précision de 2 0/00. La constante b (voir chapitre IV, 2) n'est connue à présent qu'avec une précision de 1 0/0. La précision sur les résultats définitifs $\mathcal{E}$ est d'environ 1,3 0/0.

Par conséquent nous avons :

$$\mathcal{E} = 33,43 \pm 0,43$$

ce qui correspond au nombre des rayons α émis par 1 g. de radium par seconde :

$$\mathfrak{N} = (3,50 \pm 0,045) \cdot 10^{10}.$$

La précision sur les nombres $\mathcal{L}$ et $\mathfrak{N}$ pourra être poussée plus loin sans aucune difficulté dès que la capacité du condensateur étalon du laboratoire Curie aura été comparée à celle d'un condensateur étalon nouveau. Comme on le voit, l'incertitude provenant de cette cause est plus grande que toutes celles provenant d'autres sources.

Le nombre des rayons α émis par 1 g. de radium par seconde obtenu dans mes expériences est en parfait accord avec la récente détermination du nombre $\mathfrak{N}$ par H. Geiger et A. Werner (31) ; détermination faite au moyen de la numération directe par la méthode électrique. Ces auteurs ont trouvé $\mathfrak{N} = 3,48 \cdot 10^{10}$.

La charge trouvée $\mathcal{L} = 33,4$ u.e.s. ne diffère pas de façon notable de celle trouvée par E. Rutherford et H. Geiger.

Les résultats de mes expériences semblent donc résoudre le problème de la détermination du nombre $\mathfrak{N}$ en faveur du nombre moins élevé de H. Geiger et A. Werner. Ce nombre d'ailleurs, comme nous l'avons vu au chapitre premier est également plus rapproché du résultat obtenu par diverses méthodes indirectes. Le nombre de Hess et Lawson $3,72 \cdot 10^{10}$ est soutenu, par contre, par les considérations basées sur la détermination expérimentale de la chaleur dégagée par 1 g. de radium par unité de temps. Comme nous l'avons vu, le nombre qu'on obtient par ces considérations est même plus élevé que celui déterminé par Hess et Lawson.

Cependant certains auteurs ont soulevé récemment des doutes au sujet des procédés de calcul appliqués dans la question envisagée.

Presque simultanément L. Meitner (37) en Allemagne et J. Thibault (38) en France ont dirigé l'attention des physi-

ciens sur le fait que la chaleur attribuée jusqu'ici à l'action des rayons β et γ par rapport à celle fournie par les rayons α est sous-estimée. Comme on le sait l'énergie individuelle de certains rayons β et γ d'éléments radioactifs tels que RaC par exemple, est du même ordre de grandeur que celle des rayons α . On pourra donc supposer que l'énergie due à l'action des rayons β et γ est plus rapprochée de celle des rayons α qu'on ne l'avait supposé jusqu'ici.

L. Meitner a fait la supposition que chaque atome d'un certain élément radioactif, au cours de sa destruction émet la même quantité d'énergie sous forme de rayons γ et que cette énergie peut être ensuite « dégénérée » dans les multiples processus d'absorption et d'émission de rayons β et γ secondaires. Le quantum initial d'énergie W est de cette façon divisé en quanta plus petits dont la somme reste cependant égale à l'énergie du quantum initial. L'étude du spectre des rayons γ permet de définir le quantum initial le plus grand et d'évaluer l'énergie libérée sous la forme des rayons γ et β secondaires au cours de la destruction d'un atome radioactif.

Pour évaluer l'énergie due aux rayons β primaires L. Meitner, a pris pour base de calcul l'énergie des rayons β de plus grande vitesse pour chaque élément radioactif; les motifs invoqués sont analogues à ceux utilisés pour les rayons γ .

Le calcul détaillé fait, dans le travail cité, par L. Meitner a conduit pour la chaleur totale dégagée par 1 g. de radium en équilibre avec l'émanation et son dépôt actif au nombre : 138,5 — 140,4 cal./heure en accord avec l'expérience.

Ces nombres sont calculés en prenant pour le nombre des particules α émises par 1 g. de radium par seconde :

$$\mathcal{N} = 3,50 \cdot 10^{10}.$$

Le fait qu'on trouve expérimentalement pour la chaleur dégagée par le radium sous forme d'énergie cinétique des

rayons α seuls, un nombre plus grand que celui prévu par le calcul est expliqué en supposant qu'une certaine proportion de quanta dégénérés jusqu'aux formes d'énergie très absorbable, est comptée avec les rayons α .

On peut dire en conclusion que de l'ensemble des travaux les plus récents sur la charge des rayons α émis par le radium, sur la numération directe de ces rayons par la méthode électrique et sur les prévisions théoriques relatives à la chaleur dégagée par le radium, il semble résulter que la valeur du nombre des rayons α émis par 1 g. de radium par seconde est :

$$\mathfrak{N} = 3,50.10^{10}$$

à la précision de 1 0/0 près.

En partant du nombre $\mathfrak{N}$ trouvé on calcul la constante de désintégration du radium $\lambda = 1,305.10^{-11} \text{ sec.}^{-1}$ la vie moyenne $\tau = 2410$ ans, la période 1670 ans. Le volume d'un curie d'émanation doit être d'environ 0,62 mm³ et celui de l'hélium dégagé par 1 g. de Ra par an 171 mm³.

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

1. H. BECQUEREL. *C. R.*, **129**, p. 996 et 1205 ; 1899.
2. ST-MEYER et E. SCHWEIDLER. *Phys. Zeits.*, **1**, p. 91, 1899.
3. E. RUTHERFORD. *Phil. Mag.*, **4**, p. 1, 1902 et **5**, p. 177, 1903.
4. Melle I. CURIE. *Thèses*, p. 70, Paris, 1925.
5. HENDERSON. *Proc. Roy. Soc.*, **102**, 496, 1923 ; *Nature*, **116**, 35, 1925.
6. RUTHERFORD. *Proc. Cambr. Soc.*, **21**, 504, 1923 et *Phil. Mag.*, **47**, 277, 1924.
7. RUTHERFORD. *Phil. Trans.*, **204**, 169, 1904.
8. J.-J. THOMPSON. *Proc. Cambr. Soc.*, **13**, 49, 1904.
9. J. STRUTT. *Phil. Mag.*, **8**, 157, 1904.
10. RUTHERFORD. *Phil. Mag.*, **10**, 193, 1905.
11. F. RUTHERFORD et H. GEIGER. *Proc. Roy. Soc.*, **81**, 162, 1908 et *Jahrb. d. Radioakt. et Elekt.*, **5**, 408, 1908.
12. J. DANYSZ et W. DUANE. *C. R.*, **155**, 500, 1912 et J. DANYSZ, *Thèses*, Paris, 1913.
13. E. RUTHERFORD. *Phil. Mag.*, **28**, 320, 1914.
14. E. RUTHERFORD. *Phil. Mag.*, **16**, 300, 1908.
15. A. DEBIERNE. *C. R.*, 1909.
16. GRAY et RAMSAY. *Proc. Chem. Soc.*, p. 161, 1909.
17. DEWAR. *Proc. Roy. Soc.*, **81**, 280, 1908 et **83**, 404, 1910.
18. BOLTWOOD et RUTHERFORD. *Phil. Mag.*, **22**, 586, 1911 ; *Wien. Ber.*, **120**, 313, 1911.
19. V.-F. HESS. *Wien. Ber.*, **121**, 1419, 1912.
20. RUTHERFORD et ROBINSON. *Phil. Mag.*, **28**, 552, 1914.
21. BOLTWOOD. *Sill. Journ.*, **25**, 493, 1908.
22. B. KEETMAN. *Jahrb. Rad. et Elekron.*, **6**, 271, 1909.
23. ST-MEYER et E. SCHWEIDLER. *Wien. Ber.*, **122**, 1091, 1913.
24. E. GLEDITSCH. *Sill. Journ.*, **41**, 111, 1916 et *Arch. f. Mat. og. Nat. B.*, **36**, 1, 1919.
25. R. W. LAWSON et ST. MEYER. *Wien. Ber.*, **125**, 723, 1916.
26. H. GREINACHER. *Zeits. f. Phys.*, **36**, 364, 1926.
27. E. RUTHERFORD et H. GEIGER. *Proc. Roy. Soc.*, **81**, 141, 1908 et *Phys. Zeits.*, **10**, 1, 1909.

28. V. F. HESS et R. W. LAWSON. *Wien. Ber.*, **127**, 405, 1918.
 29. H. GEIGER et A. WERNER. *Zeits. f. Phys.*, **21**, 187, 1924.
 30. V. F. HESS et R. W. LAWSON, *Zeits. f. Phys.*, **24**, 402, 1924.
 31. H. GEIGER et A. WERNER. *Tätigkeitsber. d. Phys. Tech. Reichsanstalt*, p. 47, 1924 et *Verh. Deutsch. Phys. Ges.*, p. 12, 1924.
 32. H. GEIGER. *Verh. Deutsch. Phys. Ges.*, 15, 534, 1913.
 33. A. GABLER. *Wien. Ber.*, **129**, p. 1, 1920.
 34. PETTERSON. *Wien. Ber.*, **132**, p. 55, 1923.
 35. ORTNER et PETTERSON. *Wien. Ber.*, 133, 229, 1925.
 36. E. RAMSTEDT. *Medd. f. Vetenskaps akademiens Nobelinstitut*, 2, 31, 1913.
 37. L. MEITNER. *Die Naturwissenschaften*, **12**, 1146, 1924.
 38. J. THIBAUD. *C. R.*, **180**, 1166, 1925.
-

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
AVANT-PROPOS	1
INTRODUCTION.	2
CHAPITRE I. — <i>Historique des recherches sur le nombre de rayons α émis par 1 g. de radium par seconde</i>	4
A. Les méthodes indirectes	5
1 ^o Mesures de la charge de rayons α	5
2 ^o Mesures du volume d'un curie de radon	8
3 ^o Mesures de la quantité d'hélium dégagé par 1 g. de Ra	9
4 ^o Mesures de la chaleur dégagée par 1 g. de Ra	9
5 ^o Etude de la formation du radium à partir de l'ionium	10
6 ^o Méthode d'équilibre radioactif	11
B. Les méthodes utilisant la numération directe	12
1 ^o Méthode d'ionisation par choc	12
2 ^o Méthode de scintillation	14
3 ^o Méthode de la chambre à pointe	15
C. Résumé	16
CHAPITRE II. — <i>Préparation des sources</i>	18
1 ^o Choix de la matière radiante.	18
2 ^o Méthode de préparation	20
3 ^o Rendement de la méthode et analyse des courbes de désactivation des sources	25
CHAPITRE III. — <i>Les appareils de mesures</i>	31
1 ^o Description de l'appareil principal.	31
2 ^o Calcul de l'angle solide	35
3 ^o Montage de l'ensemble du dispositif expérimental.	39
CHAPITRE IV. — <i>Méthodes de mesures et de calculs</i>	43
1 ^o Procédés de mesures	43
2 ^o Méthode de calcul	46
CHAPITRE V. — <i>Exemple numérique d'une expérience</i>	49
CHAPITRE VI. — <i>Résultats définitifs</i>	54
Index bibliographique	60

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Les halos pléochroïques.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 16 Juillet 1927.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY.

UNIVERSITY OF MICHIGAN

THE UNIVERSITY OF MICHIGAN LIBRARY

ANN ARBOR, MICHIGAN

1900

LIBRARY

CHAPMAN

STATE OF MICHIGAN

